

# Forschungsbericht

## 2017-7

### Strömung-Struktur- Wechselwirkung in Überschallströmungen

Sebastian Willems

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik  
Abteilung Über- und Hyperschalltechnologien  
Köln



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



*Herausgeber* Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Bibliotheks- und  
Informationswesen  
D-51170 Köln  
Porz-Wahnheide  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

*Telefon* (0 22 03) 6 01- 44 44  
*Telefax* (0 22 03) 6 01- 47 47

Als Manuskript gedruckt.  
Abdruck oder sonstige Verwendung  
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

ISSN 1434-8454

*Strömung-Struktur-Wechselwirkung (FSI), Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung (SWBLI), Überschall, Windkanal, Katalyse, Thermalwelle, gekoppelte Simulationen*

Sebastian WILLEMS

Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des DLR, Abteilung Über- und Hyperschalltechnologien, Köln

## **Strömung-Struktur-Wechselwirkung in Überschallströmungen**

*Dissertation RWTH Aachen*

*DLR-Forschungsbericht 2017-7, 2017, 154 Seiten, 95 Bilder, 17 Tabellen, 127 Literaturstellen, xx,yy € zzgl. MwSt.*

In dieser Arbeit werden experimentelle Untersuchungen von Strömung-Struktur-Wechselwirkungen in Überschallströmungen vorgestellt, die in den Windkanälen TMK und L3K beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Köln durchgeführt wurden. Das generische Modell für die Erforschung des mechanischen Aspekts besteht aus einer zweiseitig eingespannten elastischen Platte, die von einem schrägen Verdichtungsstoß getroffen wird. Das Strömungsfeld wird mit Schlieren-Aufnahmen, Drucksensoren und Ölfilmbilder untersucht. Die Messung der Strukturverformung erfolgt mit Abstandssensoren und Dehnungsmessstreifen. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung und die Schwingungseigenschaften der Struktur werden auch separat beschrieben. Der thermische Aspekt wird an ebenen und gekrümmten faserverstärkten Keramikplatten in Strömungen hoher Enthalpie untersucht. Konfigurationen mit und ohne Isolierung der Rückseite wurden bei zwei Anstellwinkeln getestet und die Aufheizung der Platten mittels Infrarotthermographie, Pyrometern und Thermoelementen dokumentiert. Die Analysen umfassen Wärmeübertragung mittels Strahlung und Oberflächenkatalyse. Die Interpretation der experimentellen Daten wird unterstützt durch Simulationen mit dem numerischen Strömungslöser TAU und der Finite-Elemente-Software ANSYS® sowie gekoppelten Simulationen.

*fluid/structure interaction (FSI), shock wave/boundary layer interaction (SWBLI), supersonic flow, wind tunnel, catalysis, thermal wave, coupled simulation*

(Published in German)

Sebastian WILLEMS

Institute of Aerodynamics and Flow Technology of the DLR, Supersonic and Hypersonic Technologies Department, Cologne

## **Fluid/Structure Interaction in Supersonic Flows**

*Doctoral Thesis RWTH Aachen*

*DLR-Forschungsbericht 2017-7, 2017, 154 pages, 95 figures, 17 tables, 127 references, xx,yy €*

This work presents experimental studies on fluid/structure interaction in supersonic flows, performed in the test sections TMK and L3K of the German Aerospace Center in Cologne. The generic model for the investigation of the mechanical aspect is an elastic panel clamped at two sides and hit by an oblique shock wave. The flow field is surveyed with schlieren photography, pressure probes and oil-film technique. Displacement sensors and strain gauges measure the panel deflection. The shock wave/boundary layer interaction and the vibration characteristics of the structure are also analysed separately. The thermal aspect is studied with flat and curved panels of fibre-reinforced ceramics in high enthalpy flows. Configurations with and without back plane insulation were tested at two angles of attack. The panel heating is documented with the help of infrared thermography, pyrometers and thermocouples. The analysis includes heat transfer via radiation and catalysis on the surface. The interpretation of the experimental data is supported by simulations conducted with the numerical flow solver TAU and the finite element solver ANSYS® as well as coupled simulations.





# **Forschungsbericht**

## **2017-7**

### **Strömung-Struktur- Wechselwirkung in Überschallströmungen**

Sebastian Willems

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik  
Abteilung Über- und Hyperschalltechnologien  
Köln

154 Seiten  
95 Bilder  
17 Tabellen  
127 Literaturstellen



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



# **Strömung-Struktur-Wechselwirkung in Überschallströmungen**

## **Fluid/Structure Interaction in Supersonic Flows**

Von der Fakultät für Maschinenwesen  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Sebastian Willems

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Wolfgang Schröder  
Universitätsprofessor Dr.-Ing. Nikolaus A. Adams

Tag der mündlichen Prüfung: 11.10.2016

Herausgeber  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Bibliotheks- und Informationswesen  
D-51170 Köln  
Porz-Wahnheide  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454

ISRN DLR-FB-2017-7

D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2016)

# Vorwort

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Schröder bedanken, der die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit übernommen hat. Ebenfalls bedanke ich mich bei Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Nikolaus Adams, für die Übernahme der Aufgabe des zweiten Berichters. Sie haben die diese Arbeit als Teilbereichsleiter beziehungsweise Sprecher des Sonderforschungsbereichs Transregio 40 von Anfang bis Ende begleitet.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Ali Gülhan und Herrn Dr.-Ing. Burkard Esser, die die direkte Betreuung beim DLR übernommen haben. Sie haben durch die Schaffung der nötigen Bedingungen diese Arbeit ermöglicht und mir gleichzeitig viel Gestaltungsspielraum gelassen. Sie haben stets großes Vertrauen in mich und meine Arbeit gesetzt und deren Reifungsprozess mit Ideen und Diskussionen gefördert.

Bei meinen Kollegen möchte ich mich für die sehr gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima bedanken. Besonders danke ich Herrn Dipl.-Ing. Dennis Daub für das sorgfältige Lektorat meiner Dissertation und die engagierte Fortführung dieser Forschung. Ihm und den Herren Dipl.-Ing. Dominik Neeb und Dr.-Ing. Josef Klevanski danke ich für die vielen Diskussionen und Anregungen. Ich danke den Herren Daniel Habegger, Dipl.-Ing. Martin Achner, Dipl.-Ing. Matthias Koslowski, Dipl.-Ing. Marcus Schröder, Marco Schmors und Dipl.-Ing. Michael Kosbow für die zuverlässige Vorbereitung und Durchführung der Experimente und die bestmögliche Umsetzung meiner Ideen und Sonderwünsche.

Meinen Eltern und Brüdern danke ich für die Unterstützung während meines gesamten Studiums. Insbesondere danke ich meiner Mutter, Elke Willems, für die mehrfache gewissenhafte Lektüre dieser Arbeit mit dem Ziel, sie den Regeln der deutschen Sprache zu unterwerfen und verständlicher zu machen. Nicht zuletzt danke ich meiner Frau, Dr.-Ing. Vivian Tini, die ich während dieser Arbeit kennen und lieben gelernt habe, für die Inspiration und Motivation.

Köln, Januar 2017

*Sebastian Willems*



# Übersicht

In dieser Arbeit werden experimentelle Untersuchungen von Strömung-Struktur-Wechselwirkungen in Überschallströmungen vorgestellt, die in den Windkanälen TMK und L3K beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Köln durchgeführt wurden. Das generische Modell für die Erforschung des mechanischen Aspekts besteht aus einer zweiseitig eingespannten elastischen Platte, die von einem schrägen Verdichtungsstoß getroffen wird. Das Strömungsfeld wird mit Schlieren-Aufnahmen, Drucksensoren und Ölfilmbilder untersucht. Die Messung der Strukturverformung erfolgt mit Abstandssensoren und Dehnungsmessstreifen. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung und die Schwingungseigenschaften der Struktur werden auch separat beschrieben. Der thermische Aspekt wird an ebenen und gekrümmten faserverstärkten Keramikplatten in Strömungen hoher Enthalpie untersucht. Konfigurationen mit und ohne Isolierung der Rückseite wurden bei zwei Anstellwinkeln getestet und die Aufheizung der Platten mittels Infrarotthermographie, Pyrometern und Thermoelementen dokumentiert. Die Analysen umfassen Wärmeübertragung mittels Strahlung und Oberflächenkatalyse. Die Interpretation der experimentellen Daten wird unterstützt durch Simulationen mit dem numerischen Strömungslöser TAU und der Finite-Elemente-Software ANSYS® sowie gekoppelten Simulationen.

## Abstract

This work presents experimental studies on fluid/structure interaction in supersonic flows, performed in the test sections TMK and L3K of the German Aerospace Center in Cologne. The generic model for the investigation of the mechanical aspect is an elastic panel clamped at two sides and hit by an oblique shock wave. The flow field is surveyed with schlieren photography, pressure probes and oil-film technique. Displacement sensors and strain gauges measure the panel deflection. The shock wave/boundary layer interaction and the vibration characteristics of the structure are also analysed separately. The thermal aspect is studied with flat and curved panels of fibre-reinforced ceramics in high enthalpy flows. Configurations with and without back plane insulation were tested at two angles of attack. The panel heating is documented with the help of infrared thermography, pyrometers and thermocouples. The analysis includes heat transfer via radiation and catalysis on the surface. The interpretation of the experimental data is supported by simulations conducted with the numerical flow solver TAU and the finite element solver ANSYS® as well as coupled simulations.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>iii</b>
<b>Übersicht / Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>xv</b>
Abkürzungen . . . . .	xv
Lateinische Symbole . . . . .	xvi
Griechische Symbole . . . . .	xvii
Subskripte . . . . .	xvii
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Relevanz der mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	1
1.2 Relevanz der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	2
1.3 Stand der Forschung zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung .	3
1.4 Stand der Forschung zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung . . . . .	4
1.5 Stand der Forschung zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . .	6
1.6 Anmerkungen zu dieser Arbeit . . . . .	7
<b>2 Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung</b>	<b>11</b>
2.1 Auslegung des Modells . . . . .	11
2.1.1 Diskussion der Geometrie . . . . .	11
2.1.2 Die Trisonische Messstrecke Köln . . . . .	15
2.1.3 Instrumentierung und Datenerfassung . . . . .	16
2.1.4 Messunsicherheiten . . . . .	19
2.2 Vorversuche . . . . .	31
2.2.1 Charakterisierung der Strömung . . . . .	31
2.2.2 Strukturverhalten bei einer gleichmäßigen, statischen Belastung . . .	32
2.2.3 Einfluss der Kavität unter der elastischen Platte . . . . .	34
2.3 Ergebnisse der Experimente . . . . .	38
2.3.1 Schlierenaufnahmen . . . . .	38
2.3.2 Ölfilmbilder . . . . .	48
2.3.3 Statische Druckverteilung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung . .	51
2.3.4 Dynamische Druckschwankungen . . . . .	51
2.3.5 Statische Verformung der elastischen Platte . . . . .	53
2.3.6 Schwingungen der elastischen Platte . . . . .	54
2.3.7 Angeregte Platte . . . . .	63

<b>3</b>	<b>Simulationen der mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung</b>	<b>69</b>
3.1	Struktursimulation der elastischen Platte ohne Strömung . . . . .	69
3.2	Strömungssimulation der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ohne Verformung	74
3.3	Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulation der Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Experimente zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung</b>	<b>85</b>
4.1	Auslegung des Modells . . . . .	85
4.1.1	Diskussion der Geometrie . . . . .	85
4.1.2	Instrumentierung und Datenerfassung . . . . .	86
4.1.3	Der Lichtbogenbeheizte Windkanal 3 und die Testprozedur . . . . .	87
4.2	Ergebnisse der Experimente . . . . .	89
4.2.1	Unterschiede der Messverfahren . . . . .	89
4.2.2	Oberflächenveränderung . . . . .	91
4.2.3	Aufheizung der Platte . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Simulationen der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung</b>	<b>103</b>
5.1	Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulationen . . . . .	103
5.1.1	Beschreibung der Simulationen . . . . .	103
5.1.2	Simulationsergebnisse . . . . .	104
5.2	Numerische Untersuchungen zur Thermalwelle . . . . .	119
5.2.1	Vorüberlegungen . . . . .	119
5.2.2	Implementierung eines numerischen Löser . . . . .	122
5.2.3	Test der Implementierung . . . . .	126
5.2.4	Simulation der Thermalwelle . . . . .	128
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>139</b>
6.1	Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	139
6.2	Simulationen zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	140
6.3	Experimente zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	140
6.4	Simulation der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	141
<b>7</b>	<b>Literatur</b>	<b>143</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schema einer Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung . . . . .	6
2.1	Versuchsaufbau des Modells A für die mechanische Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	12
2.2	Skizzen des Modells A mit Bemaßungen; Definition des Koordinatensystems	13
2.3	Einsatz mit elastischer Platte . . . . .	14
2.4	Skizzen der Magneten mit Bemaßungen . . . . .	14
2.5	Trisonische Messstrecke Köln (TMK) . . . . .	15
2.6	Prinzipskizze des TMK . . . . .	15
2.7	Instrumentierung unterhalb der elastischen Platte . . . . .	17
2.8	Skizze der beiden Einsätze . . . . .	18
2.9	Abstandsänderung durch Belastung der Messgondel . . . . .	26
2.10	Vergleich zwischen den Messungen mit einer Messuhr und einem kapazitiven Sensor für die Durchbiegungen der elastischen Platte unter statischer Drucklast	28
2.11	Unsicherheiten bei der Durchbiegung der elastischen Platte $\Delta z_{\odot}$ und deren Messung bei $x=155$ mm, abhängig von der Verformung . . . . .	30
2.12	Prinzipskizze des Laser-2-Focus-Velocimeters . . . . .	31
2.13	Experimente bei $Ma_{\infty} = 3.0$ zur Charakterisierung der Grenzschicht . . . . .	32
2.14	Verformung der elastischen Platte unter einer statischen Druckbelastung . . . . .	33
2.15	Dehnungen in der elastischen Platte bei einer statischen Druckbelastung . . . . .	35
2.16	Einfluss der Vorspannung auf die Eigenfrequenzen der elastischen Platte . . . . .	36
2.17	Einfluss der Kavität auf die Eigenfrequenzen der elastischen Platte . . . . .	37
2.18	Schlierenaufnahme der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte bei $Ma_{\infty} = 3.0$ . . . . .	39
2.19	Schlierenaufnahmen bei verschiedenen Machzahlen . . . . .	40
2.20	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Stoßwinkel aus den Schlierenaufnahmen . . . . .	42
2.21	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Stoßpositionen aus den Schlierenaufnahmen . . . . .	43
2.22	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) verschiedener Größen für alle Machzahlen aus den Schlierenaufnahmen . . . . .	44
2.23	Logarithmische Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus der Bewegung des reflektierten Stoßes $x_{\text{ref}}$ . . . . .	45
2.24	Lineare Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus der Bewegung des reflektierten Stoßes $x_{\text{ref}}$ . . . . .	46
2.25	Lineare Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus dem Winkel des reflektierten Stoßes $\gamma$ . . . . .	47
2.26	Richtung der Wandschubspannungen bei $Ma_{\infty} = 3.0$ auf der steifen Platte und der elastischen Platte . . . . .	49

2.27	Statische Druckverteilung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte, bei verschiedenen Machzahlen . . . . .	50
2.28	Veränderung der Spektren der Kulite-Sensoren entlang der $x$ -Achse auf der steifen Platte bei $Ma_\infty = 3.0$ . . . . .	52
2.29	Leistungsdichtespektrum des Wanddrucks $p_w$ hinter dem Einsatz für verschiedene Konfigurationen . . . . .	53
2.30	Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene statische Drücke	55
2.31	Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene Positionen des Stoßgenerators . . . . .	55
2.32	Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene Machzahlen . .	56
2.33	Statische Verformung der elastischen Platte für Abweichungen des Drucks in der Messgondel vom statischen Druck der Anströmung $p_\infty$ . . . . .	56
2.34	Vibrationen der elastischen Platte bei $Ma_\infty = 3.0$ und $x_\triangleleft = 15$ mm . . . . .	58
2.35	Vibrationen der elastischen Platte bei $Ma_\infty = 3.0$ und $x_\triangleleft = -160$ mm . . . .	59
2.36	Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene statische Drücke . . . . .	61
2.37	Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Positionen des Stoßgenerators	61
2.38	Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Machzahlen . . . . .	62
2.39	Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Abweichungen des Drucks in der Messgondel vom statischen Druck der Anströmung $p_\infty$ . . . . .	62
2.40	Elektromagnetische Anregung verschiedener Moden der elastischen Platte . .	64
2.41	Elektromagnetische Anregung um die erste Mode der elastischen Platte . . .	65
2.42	Vergleich der Plattenvibrationen mit elektromagnetischer Anregung für Versuche mit und ohne statische Durchbiegung . . . . .	67
2.43	Vergleich der Plattenvibrationen mit elektromagnetischer Anregung für Versuche bei $Ma_\infty = 2.5$ und $Ma_\infty = 3.5$ . . . . .	68
3.1	Ausschnitte verschiedener Netze für die Struktursimulationen . . . . .	71
3.2	Simulation der elastischen Platte mit einer gleichmäßigen Druckbelastung . .	72
3.3	3D-Finite-Elemente-Simulationen bei einer statischen, gleichmäßigen Druckbelastung von 30 kPa . . . . .	73
3.4	Ausschnitte verschiedener Netze für die Strömungssimulationen . . . . .	75
3.5	Vergleich der simulierten und der gemessenen Druckverteilung bei $Ma_\infty = 3.0$	76
3.6	Einfluss des Turbulenzmodells auf die Ergebnisse bei $Ma_\infty = 3.0$ . . . . .	77
3.7	3D-Ansicht der Isoflächen für $Ma = 2.8$ einer Simulation bei $Ma_\infty = 3.0$ . .	78
3.8	Oberflächenwerte bei $Ma_\infty = 3.0$ auf der steifen Platte und der elastischen Platte	79
3.9	Informationsfluss bei den Simulationen mit mechanischer Kopplung . . . . .	80
3.10	Vergleich von Simulationen der unverformten Struktur mit gekoppelten Rechnungen bei verschiedenen Machzahlen . . . . .	82
3.11	3D-Ansicht der Isoflächen für $\lambda_2 = \pm 6 \cdot 10^6$ einer Simulation bei $Ma_\infty = 3.0$	83
4.1	Skizzen des Modells B mit Abmaßen; Definition des Koordinatensystems . .	86
4.2	Zwei Beispiele der getesteten Konfigurationen . . . . .	87
4.3	Erscheinungsbild der Platten mit verschiedenen Herstellungsverfahren . . . .	87
4.4	Aufnahmen während eines Versuchs mit der ebenen Platte . . . . .	88
4.5	Lichtbogenbeheizter Windkanal 3 (L3K) . . . . .	88
4.6	Prinzipskizze des L3K . . . . .	88
4.7	Vergleich der Messungen mit Pyrometern und Thermoelementen . . . . .	90

4.8	Veränderung der Materialeigenschaften während des ersten Versuchsdurchlaufs der ebenen Platte bei $10^\circ$ Anstellwinkel mit Isolierung . . . . .	92
4.9	Veränderung der ebenen Plattenoberfläche im Verlauf der Versuchsreihe . . .	94
4.10	Veränderung der gekrümmten Plattenoberfläche im Verlauf der Versuchsreihe	95
4.11	Aufheizung der ebenen Platte für die verschiedenen Konfigurationen . . . . .	96
4.12	Aufheizung der beschichteten Platte für die verschiedenen Konfigurationen .	97
4.13	Aufheizung der konvexen Platte für die verschiedenen Konfigurationen . . . .	98
4.14	Aufheizung der konkaven Platte für die verschiedenen Konfigurationen . . . .	99
4.15	Thermische Welle auf der konvexen Platte bei $20^\circ$ Anstellwinkel . . . . .	101
4.16	Thermische Welle auf der beschichteten ebenen Platte bei $20^\circ$ Anstellwinkel .	102
5.1	Informationsfluss bei den Simulationen mit thermischer Kopplung . . . . .	103
5.2	Detailansicht der Rechenetze . . . . .	104
5.3	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der ebenen Platte bei einem Anstellwinkel von $10^\circ$ . . . . .	106
5.4	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von $20^\circ$ . . . . .	107
5.5	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von $10^\circ$ . . . . .	108
5.6	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von $20^\circ$ . . . . .	109
5.7	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konkaven Platte bei einem Anstellwinkel von $10^\circ$ . . . . .	110
5.8	Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konkaven Platte bei einem Anstellwinkel von $20^\circ$ . . . . .	111
5.9	Werte auf der Modelloberfläche für gekoppelte Simulationen mit Isolierung .	112
5.10	Detailansicht des Temperaturfelds am Übergang zwischen gekühlter Nase und Isolationsmaterial . . . . .	113
5.11	Ablöseblase der gekoppelten Simulation der konkaven Platte mit Isolation bei $10^\circ$ Anstellwinkel . . . . .	114
5.12	Ergebnisse einer 3D-Simulation einer adiabaten konkaven Platte bei $20^\circ$ Anstellwinkel mit Stromlinien aus den Geschwindigkeits- bzw. Schubspannungsvektoren	115
5.13	Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der ebenen Platte . . .	116
5.14	Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der konvexen Platte .	117
5.15	Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der konkaven Platte .	118
5.16	Wärmeströme bei einem vereinfachten, zweiteiligen Modell . . . . .	121
5.17	Wärmeströme bei der 1D-Modellierung . . . . .	123
5.18	Lösungen der Testfälle zur Überprüfung der Implementierung . . . . .	127
5.19	Fehlerentwicklung für die symmetrische Abkühlung eines Körpers . . . . .	129
5.20	Vergleich verschiedener Funktionen für die Katalyse zur Simulation der Thermalwelle . . . . .	131
5.21	Vergleich der gemessenen und der simulierten Temperaturverläufe verschiedener Konfigurationen bei $\alpha = 20^\circ$ . . . . .	134

5.22	Vergleich der gemessenen und der simulierten Temperaturverläufe verschiedener Konfigurationen bei $\alpha = 20^\circ$ . . . . .	135
5.23	Gesamtwärmestrom $\dot{q}$ , radiativer Wärmestrom $\dot{q}_{\text{rad}}$ , konvektiver Wärmestrom $\dot{q}_{\text{con}}$ , katalytischer Wärmestrom $\dot{q}_{\text{cat}}$ und Belegungsgrad $\varphi$ . . . . .	137
5.24	Adsorptionsraten $\dot{\varphi}_{\text{ad}}$ und Reaktionsraten $\dot{\varphi}_{\text{re}}$ für verschiedene Belegungsgrade $\varphi$ sowie der Belegungsgrad im Gleichgewicht $\varphi_{=}$ . . . . .	138

# Tabellenverzeichnis

2.1	Anströmbedingungen der Experimente im TMK . . . . .	16
2.2	Messunsicherheiten der Drucksensoren . . . . .	20
2.3	Abschätzung der Unsicherheit von $p_w$ vor der SWBLI bei $Ma_\infty = 3.0$ . . . . .	23
2.4	Abschätzung der Unsicherheit von $p_w$ während der SWBLI bei $Ma_\infty = 3.0$ . . . . .	23
2.5	Abschätzung der Unsicherheit von $p_w$ für verschiedene Machzahlen . . . . .	23
2.6	Messunsicherheiten der Abstandssensoren durch die Plattenneigung . . . . .	25
2.7	Zusammenfassung der Unsicherheiten bei der Abstandsmessung . . . . .	27
2.8	Abschätzung der Unsicherheit der Durchbiegung $\Delta z_\odot$ bei kleiner Verformung . . . . .	29
2.9	Abschätzung der Unsicherheit der Durchbiegung $\Delta z_\odot$ bei großer Verformung . . . . .	29
3.1	Eigenfrequenzen der elastischen Platte bei gleichmäßiger Druckbelastung . . . . .	74
4.1	Freistrahbedingungen der Experimente im L3K . . . . .	89
4.2	Testmatrix zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung . . . . .	89
5.1	Parametersätze der unterschiedlichen Optimierungen . . . . .	133





# Nomenklatur

## Abkürzungen

ANSYS	kommerzielles FEM-Programm
ATLLAS <sup>2</sup>	Aero-Thermodynamic Loads on Lightweight Advanced Structures II (ein Forschungsprojekt der EU im Rahmen des Programms FP7)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Aluminiumoxid
C/C-SiC	kohlefaserverstärktes Siliciumcarbid
CFD	numerische Strömungssimulation (von: Computational Fluid Dynamics)
CFL-Zahl	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
DMS	Dehnungsmessstreifen
DNS	Direkte Numerische Simulation (auch: Direct Numerical Simulation)
ESA	Europäische Weltraumorganisation
EXPERT	European eXPERimental Re-entry Testbed (ein Flugexperiment der ESA)
FEM	Finite-Elemente-Methode (hier: Struktursimulation)
FSI	Strömung-Struktur-Wechselwirkung (von: Fluid-Struktur-Interaktion bzw. Fluid/Structure Interaction)
IFL	Institut für Flugzeugbau und Leichtbau (TU Braunschweig)
IMENS	Integrated Multi-disciplinary dEsign of hot Structures (ein Forschungsprojekt des DLR)
IXV	Intermediate Experimental Vehicle (ein Flugexperiment der ESA)
L3K	Lichtbogenbeheizter Windkanal 3 (siehe Abschnitt 4.1.3)
LES	Grobstruktursimulation (von: Large Eddy Simulation)
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (von: Probability Density Function)
PSD	spektrale Leistungsdichte (von: Power Spectral Density)
PSI	Pressure Systems, Inc.
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (von: Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations)
RSM	Reynolds-Spannungs-Modell (auch: Reynolds Stress Model)
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
SAE	Spalart-Allmaras-Edwards (Turbulenzmodell)
SFB/TRR 40	Sonderforschungsbereich Transregio 40 (gefördert von der DFG)
SWBLI	Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung (von: Shock Wave/Boundary Layer Interaction)
SiC	Siliciumcarbid
SiO <sub>2</sub>	Siliciumdioxid
TAU	numerischer Strömungslöser des DLR

THERMAS	integrierte THERmalMANagementSysteme (ein Forschungsprojekt des DLR)
THOR	Innovative thermal management concepts for thermal protection of future space vehicles (ein Forschungsprojekt der EU im Rahmen des Programms FP7)
TMK	Trisonische Messstrecke Köln (siehe Abschnitt 2.1.2)
TPS	Thermalschutzsystem (von: Thermal Protection System)

## Lateinische Symbole

$b$	Breite der elastischen Platte
$c$	Federkonstante zur Modellierung der Nieten
$c_f$	lokaler Reibungsbeiwert
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$d$	Dicke der elastischen Platte
$d_h$	hydraulischer Durchmesser
$E$	Elastizitätsmodul
$F$	Kraft
$f$	Frequenz
$I$	Turbulenzgrad
$I_y$	Flächenträgheitsmoment um die $y$ -Achse
$l$	freie Länge der elastischen Platte
$L_{\text{int}}$	Interaktionslänge
$L_{\text{sep}}$	Länge des Ablösegebiets
$Ma$	Machzahl
$p$	(statischer) Druck
$\Delta p$	Druckdifferenz zwischen der Ober- und Unterseite der elastischen Platte
$p_{\text{ram}}$	Staudruck
$\dot{q}$	Wärmestrom
$Re$	Reynoldszahl
$Re_u$	Einheits-Reynoldszahl
$S_L$	Strouhal-Zahl
$St$	Stantonzahl
$T$	(statische) Temperatur
$t$	Zeit seit Versuchsbeginn
$\Delta t$	Zeitschrittweite
$V$	Volumen der Kavität unter der elastischen Platte
$v$	Strömungsgeschwindigkeit
$x$	x-Koordinate
$\Delta x$	Schrittweite bei der Diskretisierung des Ortes
$x_{\text{imp}}$	$x$ -Position des Auftreffpunkts des generierten Stoßes
$x_{\text{ref}}$	$x$ -Position des Fußpunkts des reflektierten Stoßes
$x_{\triangleleft}$	$x$ -Position der Vorderkante des Stoßgenerators
$y$	y-Koordinate
$z$	z-Koordinate

$\Delta z$	Durchbiegung in $z$ -Richtung
$\Delta z_{\odot}$	Durchbiegung in $z$ -Richtung bei $x = 150 \text{ mm} \wedge y = 0 \text{ mm}$

## Griechische Symbole

$\alpha$	Anstellwinkel bzw. Umlenkwinkel
$\beta$	Winkel zwischen der $x$ -Achse und dem generierten Stoß
$\gamma$	Winkel zwischen der $x$ -Achse und dem reflektierten Stoß
$\delta$	Grenzschichtdicke
$\epsilon$	Emissionsgrad
$\varepsilon_B$	Biegedehnung
$\varepsilon_N$	Normaldehnung
$\kappa$	Isentropenexponent
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_2$	Kennzahl für das $\lambda_2$ -Kriterium nach Jeong und Hussain [64]
$\mu$	Mittelwert
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_{SB}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\Phi$	Phasenwinkel
$\varphi$	Belegungsgrad der Oberfläche mit Reaktionspartnern
$\dot{\varphi}_{\text{ad}}$	Adsorptionsrate
$\dot{\varphi}_{\text{re}}$	Reaktionsrate

## Subskripte

0	Bedingungen in der Ruhekammer
$\infty$	Bedingungen in der Anströmung
$e$	Bedingungen am Grenzschichtrand
$w$	Bedingungen auf der Oberfläche



# 1 Einleitung

Raumtransportsysteme gehen in vielen Bereichen an die Grenze des technisch Möglichen. Große mechanische und thermische Lasten müssen von sehr leichten Strukturen aufgenommen werden. Besonders hohe Anforderungen werden an die Komponenten des Antriebs gestellt, da hier auf kleinstem Raum und bei geringem Strukturgewicht sehr große Energiemengen umgesetzt werden; damit treten besonders große thermische und mechanische Lasten auf. Im Gegensatz zu den meisten anderen Ingenieurbereichen sind solche Strukturen in Raumtransportsystemen daher häufig nur für eine kurze Lebensdauer ausgelegt. Sie erfüllen also nicht die Anforderungen für eine Dauerbelastbarkeit und auch plastische Verformungen werden toleriert. Wegen der hohen Kosten sind Experimente an realen Systemen oder unter realen Bedingungen nicht oder nur sehr begrenzt möglich. Zukünftige Raumtransportsysteme sollen eine signifikante Verbesserung der Leistung oder eine signifikante Reduktion der Kosten bieten. Dazu ist ein grundlegendes Verständnis aller relevanten physikalischen Zusammenhänge sowie eine ausreichend genaue Simulation der hochbelasteten Bauteile notwendig. Dies war die Motivation, den SFB/TRR 40 ins Leben zu rufen. Darin bündeln führende Institute deutscher Universitäten und das Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) ihre Kompetenzen aus verschiedenen Disziplinen, um einen Beitrag zur Lösung verschiedener Aspekte dieser Problemstellung zu leisten.

Bei der Auslegung der hochbelasteten Bauteile von Raumtransportsystemen ist die Strömungs-Struktur-Wechselwirkung (FSI) von besonderer Bedeutung. Dabei gilt es zwei Kategorien zu unterscheiden: die mechanische und die thermische Strömungs-Struktur-Wechselwirkung. Beide Bereiche wurden im Rahmen dieser Arbeit mit Experimenten an generischen Modellen untersucht. Ergänzend wurden numerische Simulationen durchgeführt.

## 1.1 Relevanz der mechanischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung

Bei einer Trägerrakete treffen sowohl auf der Außenhaut als auch in der Raketendüse überschallschnelle Strömungen auf leichte, dünnwandige Strukturen. Große Druckkräfte können dabei zu einer signifikanten Verformung der Struktur führen, die wiederum zu einer Veränderung der Strömungstopologie führt. Die so entstehende Strömungs-Struktur-Wechselwirkung verursacht im Falle einer selbstverstärkenden Wechselwirkung sehr schnell ein Versagen der Struktur. Im Falle einer rückstellenden Wirkung kann sich ein schlecht gedämpftes, schwingungsfähiges System ergeben. Die dabei auftretenden dynamischen Lasten können ebenfalls ein Strukturversagen zur Folge haben. Auch ohne ein direktes Strukturversagen können die entstehenden Vibrationen andere Systeme der Rakete oder deren Nutzlast stören oder beschädigen.

Die stoßinduzierten Strukturschwingungen bilden eine Untergruppe der mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkungen im Überschall. Wichtigstes Beispiel dafür ist eine überexpandierte Raketendüse. Hier treten sehr große mechanische Kräfte auf, die sehr schnell zu einem kompletten Versagen des Antriebs führen können. Das Verständnis der zugrunde liegenden Mechanismen sowie die Fähigkeit, diese in gekoppelten Simulationen nachzubilden, sind daher eine Grundvoraussetzung für die Entwicklung neuer, leichterer Triebwerke [46, 68]. Auch an anderen Bauteilen treten stoßinduzierte Strukturschwingungen auf; so treffen zum Beispiel bei Trägersystemen die Stöße von Boostern oder Steuerflügeln auf die Außenhaut der Zentralstufe. Abseits der klassischen Rakete treten ähnliche Probleme auch bei geflügelten Konfigurationen und luftatmenden Überschalltriebwerken auf. Pozefsky [96] zeigt, dass sich die Lebenserwartung vieler Bauteile von über tausend Stunden auf weniger als eine Minute reduziert, sobald Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SWBLI) auftreten.

## 1.2 Relevanz der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Die thermische Analyse ist eine Schlüsselfähigkeit bei der Entwicklung zukünftiger Raumtransportsysteme [87]. Die richtige Dimensionierung und das richtige Design der Thermalschutzsysteme (TPS) und thermisch hochbelasteter Bauteile sind wesentlich für die Zuverlässigkeit und Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems. Häufig sind sie sogar von grundlegender Bedeutung für die Realisierbarkeit eines solchen Fahrzeugs.

Für diese Anwendungen eignen sich keramische Faserverbundwerkstoffe – insbesondere kohlefaserverstärktes Siliciumcarbid (C/C-SiC). Im Gegensatz zu metallischen Werkstoffen ertragen diese die Belastungen häufig ohne aktive Kühlung, was die Komplexität und das Gewicht des Systems reduziert. Durch die – im Vergleich zu klassischen Thermalschutzsystemen (TPS) – guten mechanischen Eigenschaften kann auf schwere Stützstrukturen verzichtet werden; Beschädigungen sind unwahrscheinlicher. Bei hohen Oberflächentemperaturen laufen in der Grenzschicht komplizierte chemische Reaktionen ab, die bei Wärmestromberechnungen nicht vernachlässigbar sind. Die Wandtemperatur hat auch einen entscheidenden Einfluss auf die sich bildende Grenzschicht, sie beeinflusst beispielsweise die Transitionslage von laminarer zu turbulenter Grenzschicht. Hirschel und Weiland [55] betonen den Einfluss der Wärmestrahlung der Oberfläche auf das Strömungsfeld. Sie fordern die Berücksichtigung der Wärmestrahlung für eine korrekte Beschreibung des thermalen Zustands.

Die orthotropen Eigenschaften von Verbundmaterialien erhöhen die Komplexität der Strömung-Struktur-Wechselwirkung (FSI). So kann sich die Wärmeleitfähigkeit parallel und senkrecht zur Faserrichtung deutlich unterscheiden. Fehlstellen in der Matrix und an den Grenzflächen zwischen Matrix und Fasern durch chemische Reaktionen sind weitere Ursachen für Unsicherheiten. Zudem bildet sich auf Siliciumcarbid basierten Verbundwerkstoffen durch passive Oxidation häufig eine dünne Schicht aus Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ), die einerseits den Materialabtrag in Hochenthalpieströmungen reduziert, aber andererseits die Oberflächeneigenschaften des Materials verändert.

## 1.3 Stand der Forschung zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Mechanische Strömung-Struktur-Wechselwirkungen spielen in vielen Fachbereichen eine wichtige Rolle. Entsprechend gibt es zu diesem Thema zahlreiche Veröffentlichungen. Außerhalb der Luft- und Raumfahrttechnik werden allerdings meist inkompressible Fluide behandelt oder Geschwindigkeitsbereiche, in denen Kompressibilitätseffekte keine Rolle spielen. Daher werden diese Arbeiten hier nicht weiter betrachtet. Im Bereich der Luft- und Raumfahrttechnik werden mechanische Strömung-Struktur-Wechselwirkungen in Unterschall- und Transschallströmungen üblicherweise als „Aeroelastik“ bezeichnet. Auf Grund des breiten Anwendungsfeldes, insbesondere in der Hubschrauber- und Flugzeugentwicklung, existieren zahlreiche numerische Arbeiten zu diesem Thema [5, 8, 35, 40, 42, 58, 59, 61, 69, 84, 93]. Viele Arbeiten beschäftigen sich mit dem Problem der selbstinduzierten Schwingungen von parallel angeströmten, dünnen Blechen – dem sogenannten Panel-Flattern. Einige numerische Arbeiten beschäftigen sich auch mit den Besonderheiten von Strömung-Struktur-Wechselwirkungen im Überschall [18, 38, 47, 81, 82, 96, 109, 113, 126]. Eine Reihe dieser Arbeiten behandeln wiederum das Panel-Flattern. So hat sich Dowell insbesondere in den 1970er Jahren intensiv mit diesem Thema auseinandergesetzt; sowohl im Transschall [22, 23] als auch im Überschall [20, 21]. Seine Empfehlungen zur Vermeidung des Phänomens sind in [21] zusammengefasst. Eine Gruppe um Vedenev beschäftigt sich aktuell sehr intensiv mit Panel-Flattern im Transschall und Überschall. Neben analytischen [114–117] und numerischen Arbeiten [105, 120] wurden auch experimentelle Untersuchungen [118, 119] durchgeführt. Auch bei der Entwicklung der Saturn V wurden Experimente zum Flatterverhalten der Außenhaut durchgeführt (siehe Nichols [85]).

Numerische Untersuchungen zu stoßinduzierten Strömung-Struktur-Wechselwirkungen finden sich bei Visbal [122]. In seiner neueren Arbeit [121] untersucht er insbesondere das Potential einer Strömung-Struktur-Wechselwirkung zur Verkleinerung des Ablösegebietes der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung. Eine experimentelle Untersuchung der stoßinduzierten Strömung-Struktur-Wechselwirkungen, mit einem ähnlichen Ansatz wie die vorliegende Arbeit, hat Maestrello und Linden [80] durchgeführt.

Weitere Arbeiten beschäftigen sich mit der speziellen Strömung-Struktur-Wechselwirkung in einer überexpandierten Düse, hier sind Brown u. a. [10], Lüdeke und Calvo [76, 77] und Lüdeke u. a. [78] zu nennen.

Der übliche Ansatz in der Numerik, zur Simulation von Strömung-Struktur-Wechselwirkungen, ist die Verbindung eines eigenständigen Strömungslösers mit einem eigenständigen Strukturlöser über ein sogenanntes Kopplungstool. Dieser Ansatz hat einige Vorteile; so ist die Erstellung des Kopplungstools vergleichsweise einfach und es kann ansonsten auf vorhandene Programme zurückgegriffen werden. Für unterschiedliche Anwendungsfälle können verschiedene Kombinationen von Lösern verwendet werden. Des Weiteren können die Strömungs- und die Struktursimulation relativ unabhängig konfiguriert werden. So sind unterschiedliche, räumliche und zeitliche Auflösungen, verschiedene Gitterarten und Lösungsmethoden denkbar. Unterschiede zwischen gekoppelten Rechnungen dieser Art entstehen insbesondere durch die unterschiedlichen Löser und deren Konfiguration. Die Lösungen sind aber auch davon abhängig, welche Größen zwischen den Simulationen ausgetauscht werden, und wie die räumliche bzw. zeitliche Interpolation durchgeführt wird (siehe auch Wall [123]).

Wie oben erwähnt, werden die meisten Methoden und Werkzeuge für Unterschall- oder Transschallanwendungen entwickelt. Meist lassen sich diese auch für Berechnungen von Überschallströmungen nutzen. Grundvoraussetzung dafür ist, dass der verwendete Strömungslöser für solche Berechnungen geeignet ist. Aber auch die Kopplungsmechanismen müssen für diese Anwendung validiert werden.

Häufig gibt es bei numerischen Arbeiten zur Strömung-Struktur-Wechselwirkung eine deutliche Fokussierung bei der Modellierung, entweder auf das Strömungsfeld oder auf das Strukturfeld; die Kopplung beziehungsweise die Simulation des anderen Feldes wird beinahe zu einer dynamischen Randbedingung degradiert. Bei experimentellen Arbeiten zu diesem Thema ist ein ähnlicher Trend zu beobachten. Im Rahmen des SFB/TRR 40 wird dagegen versucht, ein Gleichgewicht zwischen beiden Bereichen zu erzielen. Auch in dieser Arbeit sollen beide Bereiche angemessen berücksichtigt werden, obwohl der Fokus eher auf der Strömungsseite liegt. Bei den Experimenten wurden die Strömung und die Struktur auch getrennt voneinander untersucht und charakterisiert, um den Einfluss der Wechselwirkung herauszuarbeiten.

### 1.4 Stand der Forschung zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung

Wissenschaftliche Untersuchungen zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung wurden bereits Mitte der 1940er Jahre durchgeführt. Doch trotz der über sieben Jahrzehnte andauernden Forschung bestehen selbst bei einfachen Geometrien immer noch offene Fragen; eine korrekte Vorhersage bleibt schwierig. Im transsonischen Bereich haben sich Standardfälle etabliert, bei denen ein Flügelprofil mit Unterschallgeschwindigkeit angeströmt wird und sich auf der Oberseite ein Überschallgebiet bildet, welches durch einen senkrechten Verdichtungsstoß abgeschlossen wird. Die Untersuchungen im Überschall erfolgen meist an einfachen, generischen Geometrien; sie lassen sich grob in vier verschiedene Kategorien unterteilen.

Zum ersten Typ gehören Versuchsanordnungen, bei denen ein Stoßgenerator – häufig als Fin bezeichnet – senkrecht auf einer ebenen Platte steht. Somit liegt auch der Stoß orthogonal zur Grenzschicht, mit der er interagiert. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ist dabei immer dreidimensional und schwer mit optischen Methoden zu untersuchen. Häufig werden Ölfilmbilder zur Visualisierung der Strömungstopologie verwendet.

Eine weitere Gruppe umfasst Versuchsanordnungen, bei denen der Stoß durch eine plötzliche Umlenkung der grenzschichtbehafteten Strömung erzeugt wird. Diese Anordnungen werden üblicherweise als Rampe bezeichnet. Der Stoß verläuft von der Grenzschicht ausgehend von ihr weg. Abhängig vom Umlenkungswinkel und der Machzahl handelt es sich um einen anliegenden oder einen abgelösten Stoß. Abhängig von der Stoßstärke und der Art der Grenzschicht (laminar, turbulent oder transitionell) kann die Grenzschicht ablösen und es entsteht ein Rezirkulationsgebiet. Die häufig vorhandene starre Verbindung zwischen den beiden Flächen, die die Rampe bilden, erleichtert die Versuchsdurchführung, aber reduziert die Flexibilität. Die Umsetzung kann in ebener oder rotationssymmetrischer Form (als Außenströmung) erfolgen. Die ebene Form vereinfacht die Integration von Sensoren; bei einem genügend breiten Modell



kann die Strömung in der Symmetrieebene als zweidimensional bzw. unendlich breit angenommen werden. Die rotationssymmetrische Konfiguration vermeidet Seiteneffekte; sie ist gut für Untersuchungen mit Lichtschnittverfahren geeignet. Für diesen Typ existieren sehr viele numerische Untersuchungen – ein Grund liegt vermutlich in der geringen Ausdehnung des notwendigen Rechengebietes.

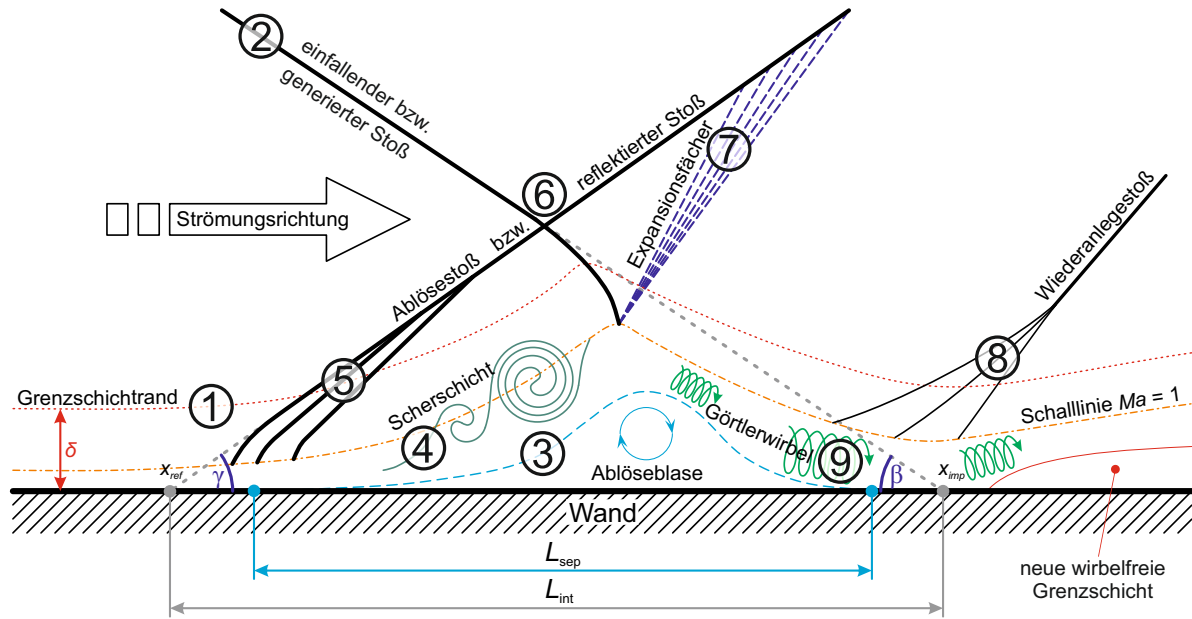
Der nächste Typ behandelt schräge Verdichtungsstöße, die auf die Grenzschicht einer Fläche treffen und dort reflektiert werden. Wie bei den Rampen gibt es dabei ebene und rotationssymmetrische Realisierungen. Hierbei überwiegen allerdings die ebenen Konfigurationen deutlich, vermutlich weil der optische Zugang deutlich besser und die Konfiguration flexibler ist. Ob eine Grenzschichtablösung auftritt, hängt wiederum von der Grenzschicht und der Stoßstärke ab.

An der Grenze zwischen generischem Fall und konkreter Anwendung liegen Untersuchungen von rotationssymmetrischen, divergenten Innenströmungen bei einem hohen Gegendruck. Die Komplexität von einfachen Testfällen bis hin zur überexpandierten Düsenströmung nimmt kontinuierlich zu.

Bemerkenswert ist, dass – trotz der grundlegenden Unterschiede der Geometrien – viele Effekte und Mechanismen anscheinend ähnlich sind. Fließend ist der Übergang zu konkreten Anwendungen, bei denen die Geometrien und Wechselwirkungen komplexer werden – zum Beispiel: Triebwerkeinläufe, Steuerflächen, Mehrkörperprobleme und Gesamtsysteme. Einen guten Überblick über die Forschung zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung bieten Babinsky und Harvey [1], Degrez [16], Dolling [19], Gaitonde [36] und Knight u. a. [67].

In der jüngeren Vergangenheit wurde die Forschung deutlich voran gebracht. Dies war möglich insbesondere durch die höhere räumliche und zeitliche Auflösung von numerischen Simulationen mittels Grobstruktursimulation (LES) und Direkter Numerischer Simulation (DNS) sowie Hochgeschwindigkeitsmesstechniken und durch die Möglichkeit, verteilte Strömungsdaten in Ebenen und Volumen zu extrahieren. Aktuelle numerische Arbeiten zu dem hier betrachteten Fall eines einfallenden, schrägen Verdichtungsstoßes auf die turbulente Grenzschicht einer ebenen Platte sind zum Beispiel [3, 63, 94, 111, 112]. Aktuelle experimentelle Arbeiten in diesem Bereich sind beispielsweise [4, 24, 51, 60].

Bei einer Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung durch einen einfallenden, schrägen Verdichtungsstoß mit Ablösung, kommt es zu einer Interaktion, wie sie von Toubert und Sandham [111] beschrieben und in Abbildung 1.1 gezeigt wird. Die Strömung in diesem Diagramm wird von links nach rechts angenommen. Unten befindet sich eine feste Wand als Begrenzung des Strömungsgebietes. Auf dieser Wand gilt die Haftbedingung, weswegen sich eine Grenzschicht ① mit der Dicke  $\delta$  ausbildet. Da der Druckgradient des einfallenden Verdichtungsstoßes ② ausreichend stark ist, entsteht am Auftreffpunkt eine Ablöseblase. Im Zweidimensionalen bildet diese Blase ein abgeschlossenes Strömungsgebiet, das durch die Linie divergierender Strömungslinien ③ begrenzt wird. Die Größe des Ablösegebiets wird durch den Abstand vom Ablösepunkt bis zum Wiederanlegepunkt charakterisiert, die sogenannte Länge des Ablösegebiets  $L_{sep}$ . Die Ablöseblase stört auch den stromaufliegenden Unterschallbereich der Grenzschicht; die Scherschicht ④ an ihrer Vorderseite sorgt für eine Aufdickung der Grenzschicht. Die Ablöseblase und die Aufdickung sorgen für eine Umlenkung der Strömung, die im Überschallgebiet Verdichtungsstöße ⑤ verursacht. Diese Verdichtungsstöße vereinigen sich zum reflektierten Stoß,



**Abbildung 1.1:** Schema einer Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung (SWBLI) nach Touber und Sandham [111], Pasquariello u. a. [90] sowie Henckels und Gruhn [52]

der den einfallenden Stoß im Punkt ⑥ kreuzt. Häufig wird der reflektierte Stoß auch als Ablösestoß bezeichnet, dies gilt insbesondere für den Bereich unterhalb des Kreuzungspunktes. Die Strecke vom extrapolierten Ursprungspunkt des reflektierten Stoßes  $x_{\text{ref}}$  bis zum extrapolierten Auftreffpunkt  $x_{\text{imp}}$  des einfallenden Verdichtungsstoßes heißt Interaktionslänge  $L_{\text{int}}$ .

$$L_{\text{int}} = x_{\text{imp}} - x_{\text{ref}} \quad (1.1)$$

Durch die Umlenkung der Strömung am Scheitelpunkt der Ablöseblase entsteht ein Expansionsfächer ⑦ im Überschallgebiet; durch die erneute Umlenkung am Wiederanlegepunkt entstehen dort Kompressionswellen ⑧. Die Kompressionswellen vereinigen sich zum Wiederanlegestoß. Durch die konkave Krümmung der Strömung können in der Grenzschicht Görtler-Wirbel ⑨ entstehen. Stromab der Interaktionszone bildet sich dann eine neue, wirbelfreie Grenzschicht.

## 1.5 Stand der Forschung zur thermischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung

Die katalytischen Reaktionen, die auf heißen Thermalschutzsystemen ablaufen, wurden in den vergangenen vier Jahrzehnten im Rahmen verschiedener Forschungsprojekte untersucht [17, 92, 107, 108, 124]. Dennoch bleiben viele der Mechanismen ungeklärt und eine Vorhersage schwierig. Zudem besteht ein deutlicher Mangel an Messdaten von keramischen Faserverbundwerkstoffen unter hohen aerothermodynamischen Lasten, wie sie für eine zuverlässige thermomechanische Analyse benötigt werden [34].

Das DLR etablierte vor zwölf Jahren das interdisziplinäre Forschungsprojekt IMENS (Integrated

Multi-disciplinary dEsign of hot Structures), dessen Hauptaugenmerk auf der Entwicklung einer Software-Umgebung zur gekoppelten Simulation von Strömungen und heißen Strukturen von Raumfahrzeugen lag. Ein wichtiger Bestandteil war auch die Durchführung hochwertiger Experimente zur Validierung der numerischen Ergebnisse [79, 101]. Die Ergebnisse belegten die Notwendigkeit gekoppelter Simulationen für die thermale Analyse heißer Strukturen [28]. Die Arbeiten der Projektpartner setzten sich in den Projekten IMENS+, IMENS-3C, ATTLAS und anderen fort Costantini u. a. [12], Haupt u. a. [49] und Kuhn u. a. [70, 71].

Häufig werden Untersuchungen zur Strömung-Struktur-Wechselwirkung an Thermalschutzsystemen von Flugexperimenten und für deren Auslegung durchgeführt. So stehen zahlreiche der aktuellen Arbeiten im Zusammenhang mit der X-38 [34, 54]. Auch die beiden Wiedereintrittsexperimente der Europäische Weltraumorganisation (ESA) IXV (Intermediate Experimental Vehicle) und EXPERT (European eXPERimental Re-entry Testbed) wurden durch Windkanalexperimente und numerische Simulationen begleitet [53, 88].

Der Vorteil der Flugexperimente liegt in den realitätsnahen Anströmbedingungen. Sie sind aber sehr kostspielig, schlecht reproduzierbar und es können nur begrenzt Daten aufgenommen werden. Die Untersuchungen zur thermalen Strömung-Struktur-Wechselwirkung und Wärmeübertragung durch Strahlung, die in dieser Arbeit im Rahmen des SFB/TRR 40 durchgeführt wurden, sind dagegen grundlegender und umfassender. Sie sind damit wichtig für die Modellbildung und Verifikation von Simulationen.

## 1.6 Anmerkungen zu dieser Arbeit

Der Hauptteil dieser Arbeit teilt sich in vier Kapitel. Die ersten beiden Teile legen die Untersuchungen zum mechanischen Aspekt der Strömung-Struktur-Wechselwirkung dar, dabei beschreibt Kapitel 2 den Aufbau der Experimente im Windkanal und deren Ergebnisse, Kapitel 3 beschäftigt sich mit den Simulationen zu diesen Experimenten. Die beiden anderen Teile beschreiben die Untersuchungen zum thermischen Aspekt der Strömung-Struktur-Wechselwirkung, dabei stellt Kapitel 4 den Aufbau der Experimente im Windkanal und deren Ergebnisse dar, Kapitel 5 erläutert die Simulationen zu diesen Experimenten. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse zusammengefasst, aufgeschlüsselt nach den vier vorherigen Kapiteln.

Anders als im deutschsprachigen Raum üblich, wird in dieser Arbeit durchgängig ein Punkt als Dezimaltrennzeichen verwendet.

Die Arbeiten wurden im Rahmen des SFB/TRR 40 von der Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziell unterstützt. Weitere Messungen wurden im Rahmen des Projekts ATLLAS<sup>2</sup> (Aero-Thermodynamic Loads on Lightweight Advanced Structures II) über das Programm FP7 von der EU finanziert.

Teile dieser Arbeit wurden bereits in den folgenden Zeitschriftenbeiträgen veröffentlicht:

- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Shock induced fluid-structure interaction on a flexible wall in supersonic turbulent flow“, in *Progress in Flight Physics*, Reijasse, P., D. Knight, M. Ivanov und I. Lipatov, Hrsg., Bd. 5, Les Ulis, France: EDP Sciences, 2013, S. 285–308, ISBN: 978-2-7598-0877-9. doi: 10.1051/eucass/201305285

- Willems, S., B. Esser und A. Gülhan, „Experimental and numerical investigation on thermal fluid–structure interaction on ceramic plates in high enthalpy flow“, *CEAS Space Journal*, Bd. 7, Nr. 4, S. 483–497, 2015, ISSN: 1868-2502. DOI: 10.1007/s12567-015-0101-5

Die folgenden Präsentationen auf Konferenzen beinhalten Teilergebnisse dieser Arbeit:

- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Shock induced fluid structure interaction on a flat plate in supersonic turbulent flow“, in *8th European Fluid Mechanics Conference*, Bad Reichenhall, 2010
- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Shock induced fluid structure interaction on a flexible wall in supersonic turbulent flow“, in *4th European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS)*, Saint Petersburg: EUCASS association, 2011
- Schröder, W., F. Breede, C. Danowski, M. Grilli, M. Hahn, N. Hosters, M. Klaus, D. S. C. Kowollik, C. Genin, G. Schieffer, J. Schlösser, V. Tini, T. Wallmersperger und S. Willems, „SFB Transregio 40: Schubdüse“, in *Proceedings 60. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*, Bremen, 2011
- Grilli, M., L. S. Chen, S. Hickel, N. A. Adams, S. Willems und A. Gülhan, „Experimental and numerical investigation on shockwave/turbulent boundary layer interaction“, in *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA 2012-2701, New Orleans, Louisiana: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2012, S. 1–15, ISBN: 978-1-60086-933-4. DOI: 10.2514/6.2012-2701

Über den Fortschritt der Arbeiten wurde in den Jahresberichten des SFB/TRR 40 und den Projektberichten für ATLLAS<sup>2</sup> berichtet:

- Willems, S., B. Esser und A. Gülhan, „Designing an experimental set-up for research into supersonic flow-structure interaction“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2009*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2009, S. 297–306
- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Shock induced fluid structure interaction on a flat plate in supersonic turbulent flow“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2010*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2010, S. 311–322
- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Shock induced fluid structure interaction on a flexible wall in supersonic turbulent flow“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2011*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2011, S. 267–278
- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Thermal Fluid Structure Interaction“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2012*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2012, S. 277–286

- Willems, S., A. Gülhan und B. Esser, „Excitation of a fluid structure interaction“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2013*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2013, S. 295–302
- Willems, S. und A. Gülhan, „ATLLAS 2 Deliverable D5.1.3: Unsteady Fluid Structure Interaction Tests in TMK“, German Aerospace Center (DLR), Cologne, Techn. Ber., 2014
- Willems, S. und A. Gülhan, „ATLLAS 2 Deliverable D5.1.6: Unsteady Fluid Structure Interaction Tests in TMK with Modified Model“, German Aerospace Center (DLR), Cologne, Techn. Ber., 2015



## 2 Experimente zur mechanischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung

Im Rahmen des SFB/TRR 40 wurden Experimente zur stoßinduzierten, mechanischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung (FSI) durchgeführt. Die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung (SWBLI) und die Strukturdeformation wurden zusätzlich getrennt voneinander untersucht. Dazu erfolgten einerseits Messungen zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf einer steifen Struktur. Andererseits wurde die Verformung der elastischen Struktur unter einer stationären, gleichmäßigen Drucklast gemessen. Zur Unterstützung der Auswertung und Interpretation der Messungen wurden sowohl Strömungssimulationen mit dem numerischen Strömungslöser des DLR (TAU) [39] als auch Struktursimulationen mit dem kommerziellen FEM-Programm ANSYS® und gekoppelte Rechnungen durchgeführt.

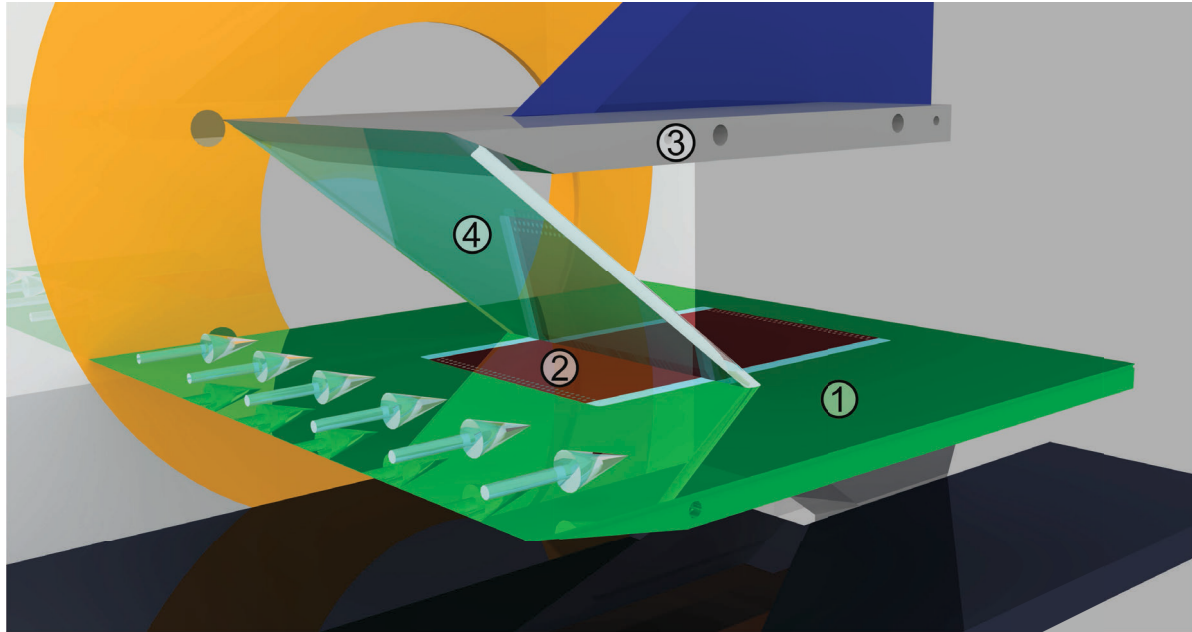
Im Rahmen des Projekts ATLLAS<sup>2</sup> wurden die Instrumentierung des Modells verbessert und Untersuchungen mit elektromagnetischer Anregung durchgeführt (Abschnitt 2.3.7).

### 2.1 Auslegung des Modells

Die Experimente zur Untersuchung einer mechanischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung müssen verschiedene Randbedingungen erfüllen. So sollen keine starken dreidimensionalen Effekte auftreten, um Vergleiche mit zweidimensionalen LES-Rechnungen zu ermöglichen. Ein guter optischer Zugang ist für die Verwendung von Schlierenaufnahmen wichtig. Wesentliche Aspekte der Strömung und der Strukturverformung sollen mit hoher Geschwindigkeit und ohne Beeinflussung der Wechselwirkung gemessen werden. Eine Konfiguration, die diese Anforderungen erfüllt ist eine Kombination aus einem keilförmigen Stoßgenerator und einer ebenen Platte, die sich verformen kann. Damit verbinden die Experimente den Standardfall einer Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung [19, 24] mit der Strömungs-Struktur-Wechselwirkung einer ebenen Platte [119]. Es handelt sich um ein generisches Modell, dass für grundlegende Untersuchung des mechanischen Aspekts einer Strömungs-Struktur-Wechselwirkung entworfen wurde.

#### 2.1.1 Diskussion der Geometrie

Eine 3D-Ansicht des Modells mit Strömungsrichtung und Stoßlage ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Detailliertere 2D-Skizzen mit den wichtigsten Bemaßungen finden sich in Abbildung 2.2. Das Modell besteht aus einer ebenen, quadratischen Grundplatte ① mit 600 mm Kantenlänge, die die gesamte Windkanalbreite überspannt. Sie ist seitlich mit dem Windkanal verschraubt und mit einem V-förmigen Halter nach unten abgestützt. Die Grundplatte hat eine scharfe



**Abbildung 2.1:** Versuchsaufbau des Modells A für die mechanische Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Vorderkante und eine  $10^\circ$ -Rampe, die zur Unterseite der Platte weist. Ein geeignetes Tripping an der Vorderkante garantiert eine vollturbulente Grenzschicht (siehe Abschnitt 2.2.1). In die Grundplatte ist ein Rahmen eingelassen, der eine elastische Platte ② von 200 mm mal 300 mm Größe und 1.47 mm Dicke trägt. Abbildung 2.3 zeigt verschiedene Ansichten dieses Einsatzes. Der Rahmen ist mit der Grundplatte verschraubt und verstiftet. Die elastische Platte ist an den kurzen Seiten (vorne und hinten) mit zwei Reihen Nieten fest mit dem Rahmen verbunden (Abbildung 2.3c). Die Längsseiten sind frei beweglich, aber nach unten mit dicken Streifen von Schaumgummi abgedichtet (Abbildung 2.3d). Die elastische Platte ist aus Federstahl (CK 75) gefertigt. Im weiteren Verlauf wird ein Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung sich auf der Oberfläche der Grundplatte, in der Symmetrieebene und in Strömungsrichtung am Ende der vorderen Einspannung befindet. Die Strömungsrichtung definiert die positive  $x$ -Achse, die  $z$ -Achse steht senkrecht auf der Grundplatte. Die Lage des Koordinatensystems ist auch in Abbildung 2.2 eingezeichnet. Über der Grundplatte befindet sich ein Stoßgenerator ③ mit einer  $20^\circ$ -Rampe zur Grundplatte. Die Breite des Stoßgenerators beträgt 300 mm, seine Position in Strömungsrichtung lässt sich verändern. In der Ausgangskonfiguration befindet sich die Vorderkante des Stoßgenerators bei  $x_q = -160$  mm und  $z = 200$  mm. Bei einer Anströmung mit Mach 3.0 trifft der erzeugte schräge Verdichtungsstoß ④ die elastische Platte bei einem Drittel ihrer Länge. Die kurze Rampenlänge führt dazu, dass auf die Druckerhöhung durch den Verdichtungsstoß unmittelbar ein Druckabfall durch einen Expansionsfächer folgt. Für Referenzversuche und zur genaueren Untersuchung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung kann der Rahmen mit der elastischen Platte gegen eine steife Platte mit statischen Druckbohrungen und dynamischen Drucksensoren getauscht werden. Zur Anregung der elastischen Platte mittels elektromagnetischer Wechselfelder, wurden zwei Elektromagnete gefertigt, die in der Messgondel unterhalb der elastischen Platte installiert werden können. Der Grundkörper aus VACOFLUX® 50 bildet den Eisenkern und hat die in Abbildung 2.4 angegebenen Abmessungen.



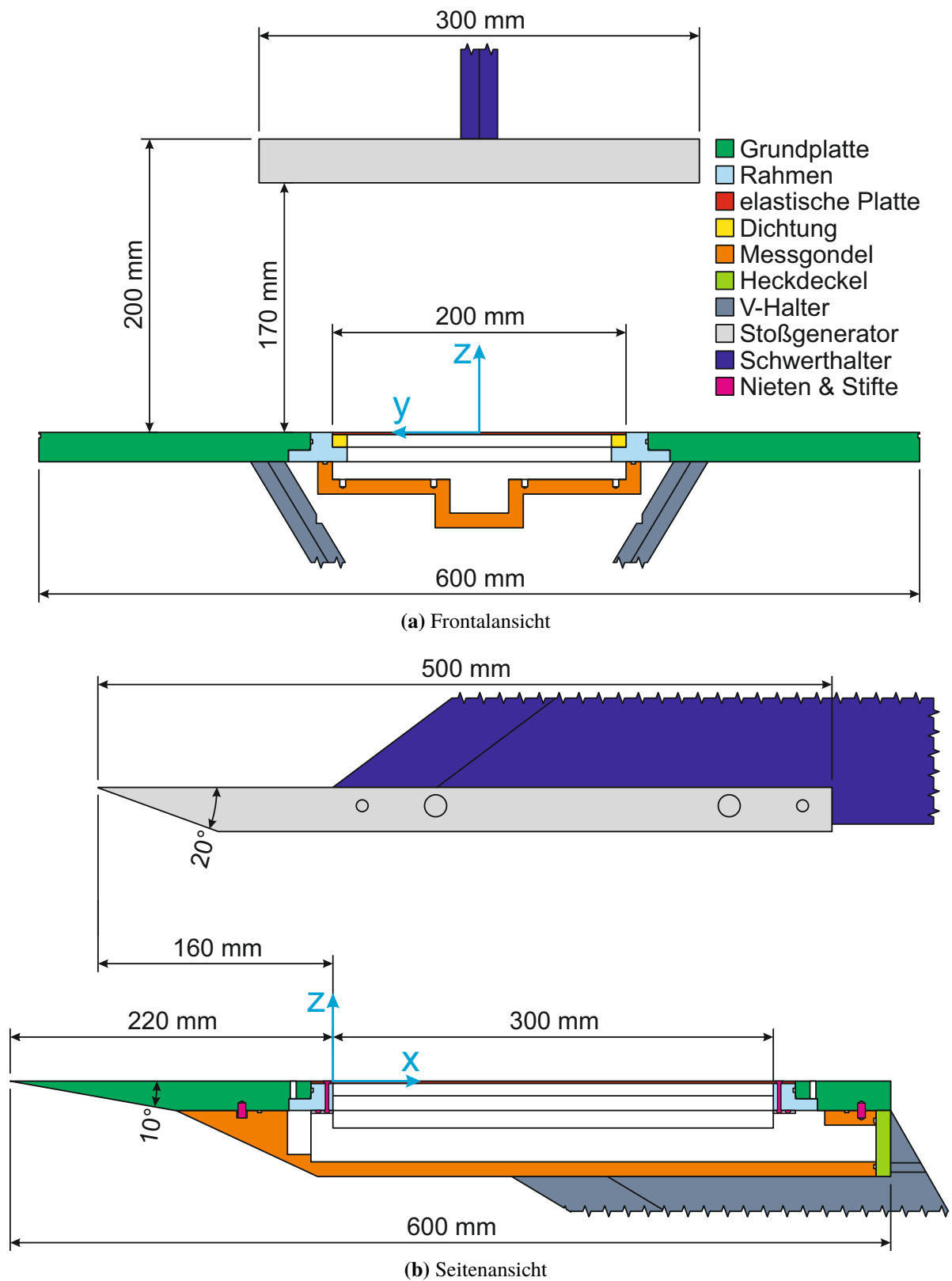
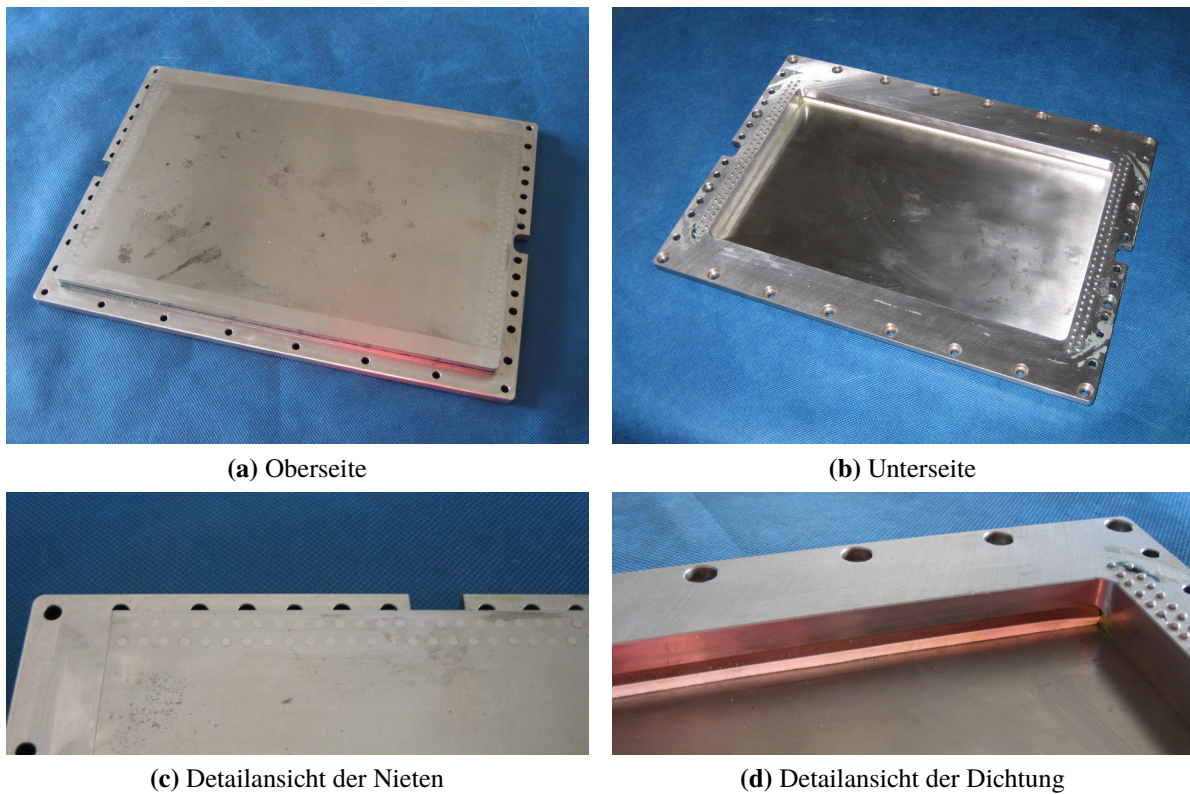
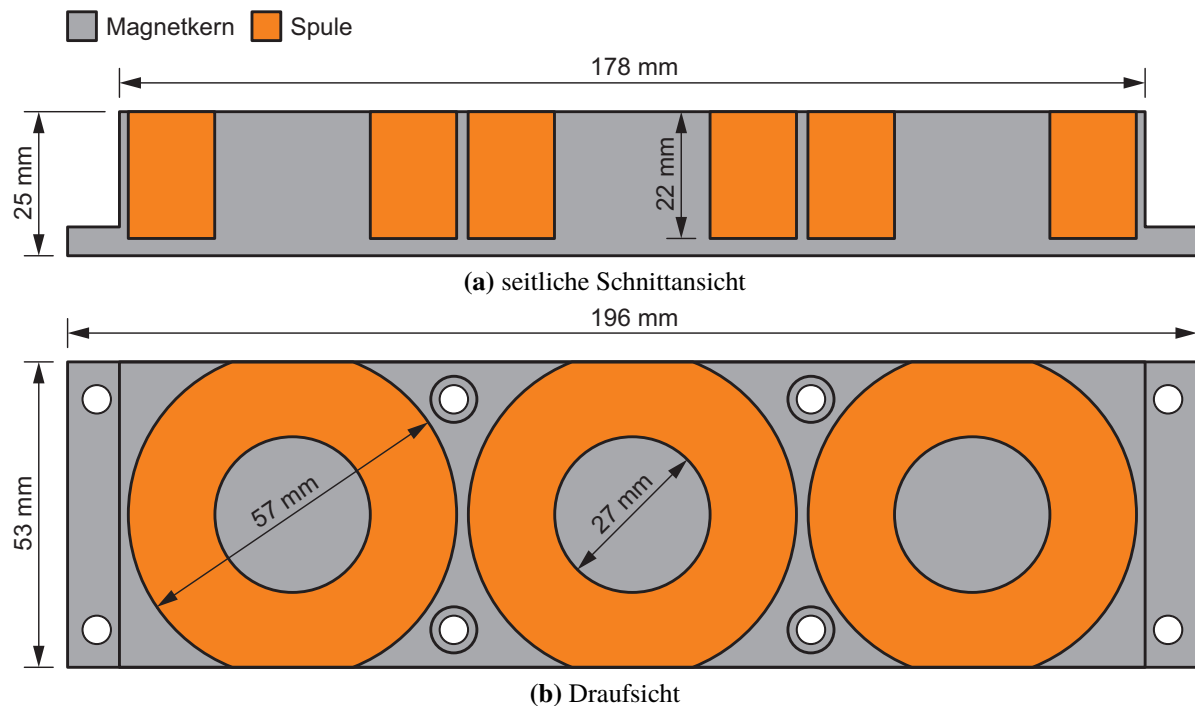


Abbildung 2.2: Skizzen des Modells A mit Bemaßungen; Definition des Koordinatensystems

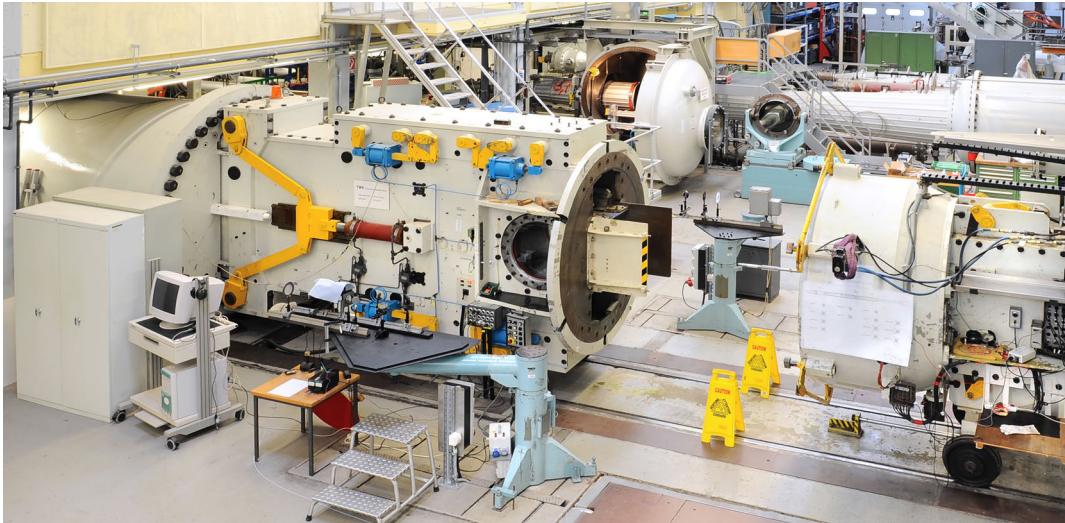


**Abbildung 2.3:** Einsatz mit elastischer Platte

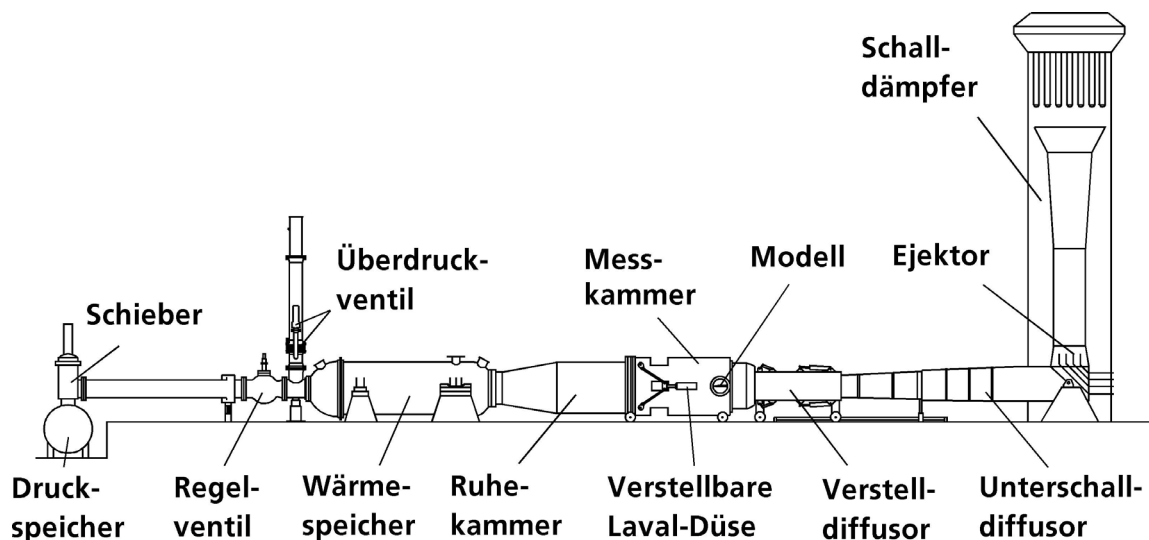


**Abbildung 2.4:** Skizzen der Magneten mit Bemaßungen

In drei Ringnuten wurde jeweils eine Spule aus Kupferdraht mit 1.25 mm Durchmesser und 100 Wicklungen eingelegt und vergossen. Für die Versorgung der Spulen wird das Ausgangssignal



**Abbildung 2.5:** Trisonische Messstrecke Köln (TMK)



**Abbildung 2.6:** Prinzipskizze des TMK

eines Signalgenerators HAMEG HMF2550 mit einem Leistungsverstärker Rohrer Hero PA9303A verstärkt. Die Versorgung der Spulen ist spannungsgeführt und erfolgt parallel.

### 2.1.2 Die Trisonische Messstrecke Köln

Die Experimente wurden beim DLR in der Trisonischen Messstrecke Köln (TMK) durchgeführt (Abbildung 2.5). Der TMK ist ein klassischer Ausströmwindkanal, der mit getrockneter Luft aus Druckkesseln betrieben wird (Abbildung 2.6). Nach der Druckregelung auf den gewünschten Ruhedruck durchströmt die Luft einen Wärmespeicher und wird dabei gegebenenfalls aufgewärmt. Anschließend wird die Strömung in einer Ruhekammer durch mehrere Gitter parallelisiert und homogenisiert. An die Ruhekammer schließt sich eine Lavaldüse mit rechteckigem Querschnitt an. Die obere und die untere Wand der Düse lassen sich auch während eines Versuchs über eine hydraulische Verstellvorrichtung verformen; somit kann man die

Machzahl zwischen Mach 1.2 und Mach 5.7 variieren. Die Messkammer hat einen Querschnitt von 0.6 m mal ca. 0.6 m (abhängig von der Düsenstellung). Das Testgas wird anschließend in einem Diffusor abgebremst und der statische Druck damit wieder so weit erhöht, dass das Gas durch einen Schalldämpfer in die Umgebung geblasen werden kann. Der Einsatz eines Ejektors, bei dem zusätzliche Luft in den Abgasstrahl nach dem Diffusor eingeblasen wird, ermöglicht eine Absenkung des statischen Drucks in der Messstrecke, und damit eine Absenkung der Reynoldszahl. Die Reynoldszahl kann alternativ über eine Aufheizung des Testgases abgesenkt werden. Des Weiteren wird die Heizung benötigt, um eine Kondensation der Luft oberhalb von Mach 4 durch die starke Abkühlung der Expansion zu verhindern. Weitere Informationen zum TMK finden sich in Esch [27]. Die Anströmbedingungen, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, finden sich in Tabelle 2.1.

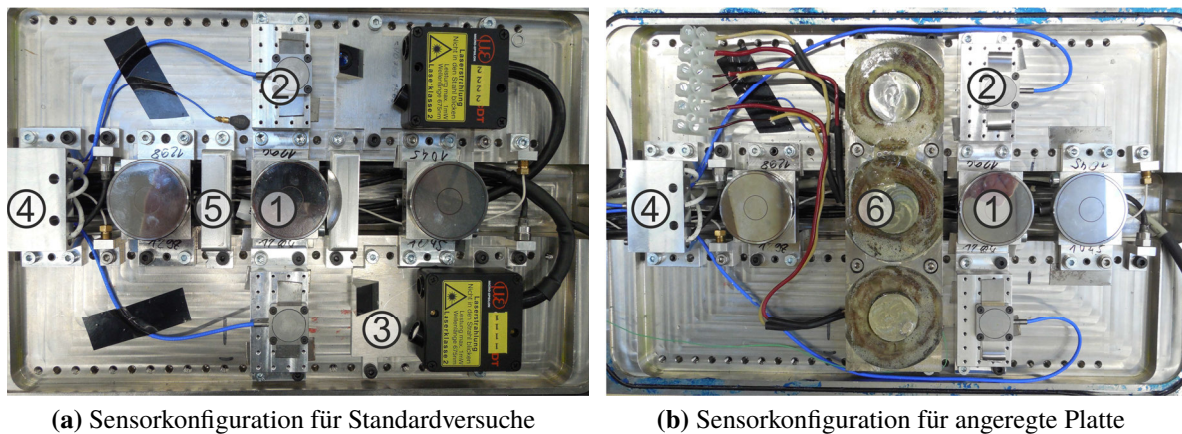
**Tabelle 2.1:** Anströmbedingungen der Experimente im TMK – für  $x_{\triangleleft} = -160$  mm zusätzlich die  $x$ -Position des Auftreffpunkts des generierten Stoßes  $x_{\text{imp}}$ , die Interaktionslänge  $L_{\text{int}}$  sowie eine Schätzung der Grenzschichtdicke  $\delta$  bei  $x_{\text{imp}}$

$Ma_{\infty}$ [ ]	$p_{\infty}$ [kPa]	$T_{\infty}$ [K]	$v_{\infty}$ [ $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ ]	$Re_{u\infty}$ [ $\frac{10^6}{\text{m}}$ ]	$x_{\text{imp}}$ [mm]	$L_{\text{int}}$ [mm]	$\delta$ [mm]
2.5	21.3	126	565	38.1	59.3	40.1	4.0
3.0	15.6	102	611	45.8	110.3	38.3	4.9
3.5	11.7	81	634	57.1	151.0	42.2	5.4
4.0	8.7	65	654	66.6	188.0	50.0	6.3
3.0*	10.5	100	593	31.6	110.3	38.3	

### 2.1.3 Instrumentierung und Datenerfassung

Die Verformung der elastischen Platte wird durch verschiedene Abstandssensoren erfasst (Abbildung 2.7). In der dritten Messreihe sind in der Symmetrieebene ( $y = 0$  mm) drei kapazitive Abstandssensoren capaNCDT CS5 von Micro-Epsilon mit einem Messbereich von 5 mm und einem Messfleck mit 12.6 mm Durchmesser platziert ①. Seitlich befinden sich zwei kapazitive Abstandssensoren capaNCDT CSH2FL-CRm1,4 von Micro-Epsilon mit einem nominalen Messbereich von 2 mm, der auf 4 mm erweitert wurde, und einem Messfleck mit 8.1 mm Durchmesser ②. Diese fünf kapazitiven Sensoren sind jeweils mit einem Controller capaNCDT 6350 verbunden, der eine Grenzfrequenz ( $-3$  dB) von 50 kHz besitzt. Zusätzlich kommen zwei Lasertriangulationssensoren optoNCDT 1607-10, ebenfalls von Micro-Epsilon, zum Einsatz ③. Diese haben einen Messbereich von 10 mm, einen Messpunkt mit 0.6 mm Durchmesser und eine Grenzfrequenz von 10 kHz. Die Lasertriangulationssensoren sind aufgrund ihrer Baugröße und der Lage ihres Messbereichs liegend platziert; der Laserstrahl verläuft zunächst parallel zur Platte und wird dann mit einem Oberflächenspiegel senkrecht auf die Platte umgelenkt. Beide Sensortypen messen kontaktfrei, ohne eine Beeinflussung der elastischen Platte; sie können an verschiedenen Positionen unterhalb der Platte platziert werden. Der Vorteil der Lasertriangulationssensoren ist, neben dem größeren Messbereich, die Begrenzung der Messung auf einen kleinen Messpunkt. Die kapazitiven Sensoren zeichnen sich dagegen durch eine höhere Genauigkeit, geringeres Rauschen und eine höhere Messrate aus. Zwei Prellböcke ⑤ verhindern





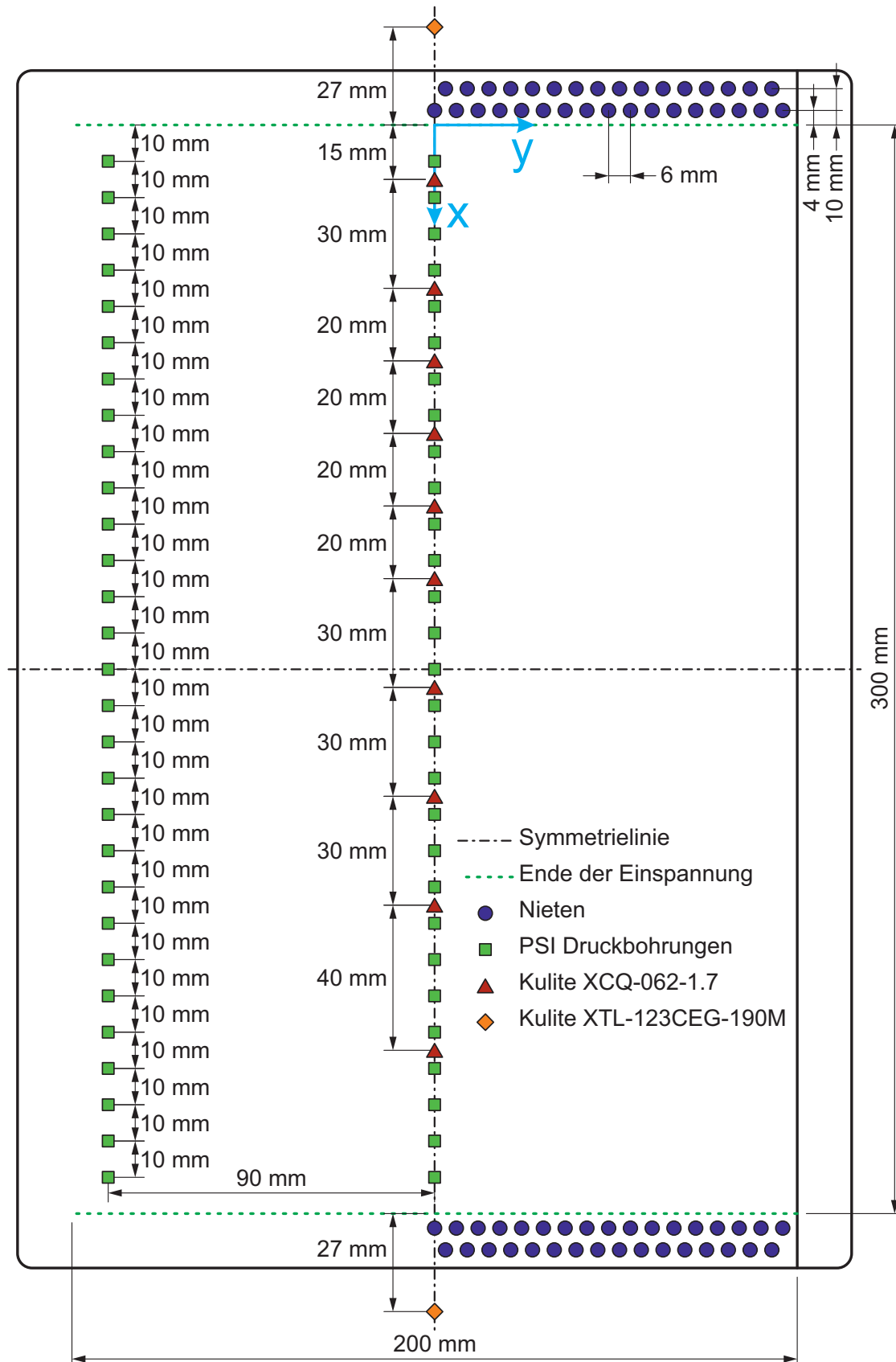
**Abbildung 2.7:** Instrumentierung unterhalb der elastischen Platte

ein Aufsetzen der elastischen Platte auf den Sensoren während der Start- und Abschaltphase des Windkanals. Drei weitere kapazitive Abstandssensoren HPC-75 von Capacitec<sup>®</sup> messen die Verformung des Rahmens an einer Einspannung der elastischen Platte ④.

Der Druck in der Messgondel unter der elastischen Platte wird von drei Kulite<sup>®</sup> XTL-DC-123C-190 Sensoren erfasst. Diese Absolutdrucksensoren mit aktiver Kompensation haben einen Messbereich bis 170 kPa und eine Bandbreite von 3.5 kHz. Die Spannungssignale dieser Drucksensoren und der Abstandssensoren wurden mit einer Multifunktionskarte PXIe 6361 und einer Multifunktionskarte PXIe 6363 von National Instruments<sup>™</sup> aufgenommen. Die Auflösung des Messbereichs von  $\pm 5$  V beziehungsweise  $\pm 10$  V beträgt 16 bit; die Karten ermöglichen eine Wiederholrate von 100 kHz. Der Druck vor und hinter der elastischen Platte wird mittels Kulite XTL-123CEG-190 Sensoren erfasst. Für die schnellen Druckmessungen auf der steifen Platte und für die Druckmessungen unter der elastischen Platte werden zehn Kulite XCQ-062 Sensoren eingesetzt. Bei beiden Typen handelt es sich um Absolutdrucksensoren mit einem Messbereich bis 170 kPa und einer Resonanzfrequenz oberhalb von 175 kHz. Sie werden in Vollbrückenschaltung an Brückenkarten PXIe 4331 von National Instruments angeschlossen. Die Auflösung des Messbereichs von  $\pm 25 \frac{\text{mV}}{\text{V}}$  beträgt 24 bit; die Karten ermöglichen eine Wiederholrate von 100 kHz. Zusätzlich befinden sich in der steifen Platte zwei Reihen mit jeweils 29 Druckbohrungen, die mit Pressure Systems, Inc. (PSI) 1615B-TL Druckscannern verbunden sind. Diese haben einen Messbereich von 100 kPa (15 psi) und ermöglichen präzise statische Druckmessungen. Die genauen Sensorpositionen sind in Abbildung 2.8 angegeben.

Die Lage und Bewegung der Stöße wird durch Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen dokumentiert [30]. Dazu wird eine Photron FASTCAM SA-X Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Bei der standardmäßig verwendeten Bildgröße von  $1024 \times 200$  Pixeln beträgt die Wiederholrate 20 kHz. Der interne Speicher der Kamera erlaubt dabei eine Speicherung aller Bilder einer Aufnahmezeit von 11.2 s. Für einige Versuche wurde der Aufnahmebereich auf  $512 \times 176$  Pixel reduziert, wodurch sich die Wiederholrate auf 96 kHz erhöht.

Die Instrumentierung und Datenerfassung wurde von der zweiten zur dritten Messreihe verbessert und erweitert. Für die ersten beiden Messreihen wurden lediglich ein capaNCDT CS5 und zwei optoNCDT 1607-10 zur Abstandsmessung eingesetzt. Für die Druckmessungen vor und



**Abbildung 2.8:** Skizze der beiden Einsätze: links die steife Platte, rechts die elastische Platte

hinter der Platte wurden Kulite XTL-DC-123C-190 Sensoren eingesetzt. Neben den statischen Druckbohrungen wurden keine weiteren Druckmessungen auf der steifen Platte durchgeführt. Für die Schlierenaufnahmen wurde eine Photron FASTCAM APX RS Hochgeschwindigkeitskamera verwendet; diese hat eine Auflösung von  $1024 \times 512$  Pixeln bei einer Wiederholrate von 5 kHz. Für einige Versuche wurde der Aufnahmebereich auf  $512 \times 256$  Pixel reduziert, wodurch sich die Wiederholrate auf 20 kHz erhöht. Die Spannungssignale der Abstands- und Drucksensoren wurden mit einer Multifunktionskarte PXI 6382 von National Instruments über ein SCXI 1520 Modul aufgenommen. Die Auflösung des Messbereichs von  $\pm 10$  V beträgt 16 bit, die Karte ermöglicht eine Wiederholrate bis 30 kHz.

Für die Messungen mit elektromagnetischer Anregung der elastischen Platte mussten die Sensoren unterhalb der Platte anders angeordnet werden, um Platz für die Elektromagneten ⑥ zu schaffen (Abbildung 2.7b).

Mit Hilfe der Ölfilmtechnik [75] wurde bei ausgewählten Experimenten die Strömungstopologie auf der Oberfläche visualisiert. Des Weiteren wurden zur genauen Bestimmung des Turbulenzgrades der Einstromung und der Grenzschichtdicke ein L2F-Velocimeter [103] beziehungsweise ein Miniatur-Pitot-Rechen eingesetzt.

## 2.1.4 Messunsicherheiten

Wie alle Messungen sind auch die Daten aus diesen Experimenten mit Fehlern behaftet. Daher soll hier die Genauigkeit der Druck- und Abstandsmessungen diskutiert werden. Verglichen werden diese mit den Unsicherheiten der zu messenden Größen, die sich aus den Unsicherheiten der Randbedingungen ergeben.

### Genauigkeit der Drucksensoren

Bei den Versuchen wurden drei verschiedene Typen von Kulite-Drucksensoren verwendet, die sich in der allgemeinen Genauigkeit und der Empfindlichkeit für Temperaturänderungen unterscheiden. Sensoren des Typs XTL-DC-123C-190 wurden für die Druckmessungen in der Messgondel und in den ersten beiden Messreihen für die Druckmessungen vor und hinter dem Einsatz verwendet. In der dritten Messreihe wurden die Sensoren vor und hinter dem Einsatz durch Sensoren XTL-123CEG-190 ersetzt; der Druck auf der steifen Platte und unter der elastischen Platte wurde mit XCQ-062 Sensoren erfasst. Die gesamte Messunsicherheit der Kulite XTL-DC-123C-190 beträgt, laut Hersteller, etwa 0.15 % des Messwertes  $p_w$ . Bei den XTL-123CEG-190 und XCQ-062 Sensoren setzt sich die Unsicherheit aus einem allgemeinem Fehler  $\Delta p_{\text{allg.}}$  von 0.1 % des Messbereichs  $p_{\text{Bereich}}$ , einer temperaturabhängigen Veränderung der Sensitivität  $\Delta p_{\text{Sen.}}$  von  $\frac{1.8\%}{100\text{K}}$  und einer temperaturabhängigen Verschiebung des Nullpunkts  $\Delta p_{\text{Null}}$  um  $\frac{1.8\%}{100\text{K}}$  des Messbereichs zusammen. Für die PSI Druckscanner gibt der Hersteller eine Unsicherheit von 0.05 % des Messbereichs an. In Tabelle 2.2 sind die absoluten und relativen Messunsicherheiten der Drucksensoren für den minimalen und den maximalen Oberflächendruck bei Mach 3.0 ausgerechnet, dabei wurde eine maximale Temperaturänderung der Sensoren von 25 K angenommen. Eine Verschiebung des Nullpunkts wirkt sich nur auf die Unsicherheit bei absoluten Druckmessungen  $\Delta p_{\text{abs.}}$  aber nicht auf die Unsicherheit

von Druckänderungen  $\Delta p_{\text{rel.}}$  bei dynamischen Messungen aus. Dagegen muss der allgemeine Fehler  $\Delta p_{\text{allg.}}$  bei relativen Messungen zweimal berücksichtigt werden und wirkt sicher daher  $\sqrt{2}$ -fach aus.

Die großen Unsicherheiten der schnellen Sensoren bei absoluten Messungen sind der Grund für die Verwendung von unterschiedlichen Sensoren für statische und dynamische Messungen.

**Tabelle 2.2:** Messunsicherheiten der Drucksensoren für den minimalen und maximalen Oberflächendruck bei Mach 3.0 und eine Temperaturänderung von 25 K (die Werte des Typs XCQ-062 gelten auch für den Typ XTL-123CEG-190, XTL-DC bezieht sich auf den Typ XTL-DC-123C-190)

		XTL-DC	XCQ-062	PSI	XTL-DC	XCQ-062	PSI
$p_w$	kPa	15.6	15.6	15.6	75.0	75.0	75.0
$p_{\text{Bereich}}$	kPa	170.0	170.0	100.0	170.0	170.0	100.0
$\Delta p_{\text{allg.}}$	Pa	23.7	170.0	50.0	112.5	170.0	50.0
$\Delta p_{\text{Sen.}}$	Pa	—	70.2	—	—	337.5	—
$\Delta p_{\text{Null}}$	Pa	—	765.0	—	—	765.0	—
$\Delta p_{\text{abs.}}$	Pa	23.4	1005.2	50.0	112.5	1272.5	50.0
$\Delta p_{\text{rel.}}$	Pa	33.1	310.6	70.7	159.1	577.9	70.7
$\Delta p_{\text{abs.}}/p_w$	%	0.15	6.44	0.32	0.15	1.70	0.07
$\Delta p_{\text{rel.}}/p_w$	%	0.21	1.99	0.45	0.21	0.77	0.09

### Unsicherheit bei den Drücken

Der statische Druck der Anströmung  $p_\infty$  wird nicht direkt gemessen, sondern über die Isentrophenbeziehung aus dem gemessenen Druck in der Beruhigungskammer  $p_0$ , der Machzahl  $Ma_\infty$ , basierend auf der Düsenstellung, und dem Isentropenexponent  $\kappa$  für zweiatomige Gase bestimmt [37].

$$p_\infty = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot Ma_\infty^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} \quad (2.1)$$

Wird die Anströmung um den Winkel  $\alpha$  umgelenkt, entsteht ein schräger Verdichtungsstoß mit dem Winkel  $\beta$  zur Strömung. Der Stoßwinkel lässt sich indirekt über die folgende Beziehung bestimmen, die sich aus Gleichung 4.10 von Liepmann und Roshko [73] ergibt.

$$\tan(\alpha) = \frac{Ma_\infty^2 \sin(2\beta) - 2 \cot(\beta)}{Ma_\infty^2 (\kappa + \cos(2\beta)) + 2} \quad (2.2)$$



Durch den schrägen Stoß erhöht sich der statische Druck  $p$  in der Strömung.

$$p = p_\infty \left[ 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \left( Ma_\infty^2 \sin^2(\beta) - 1 \right) \right] \quad (2.3)$$

$$= p_0 \frac{1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \left( Ma_\infty^2 \sin^2(\beta) - 1 \right)}{\left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_\infty^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \quad (2.4)$$

Auch wenn  $\beta$  in der Gleichung nicht ersetzt werden kann, ist der Druck  $p$  eine Funktion des Ruhedrucks  $p_0$ , der Machzahl  $Ma_\infty$ , des Isentropenexponenten  $\kappa$  und des Umlenk winkels  $\alpha$ . Um die Auswirkungen von Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der unabhängigen Variablen zu bewerten, sind die partiellen Ableitungen hilfreich:

$$\frac{\partial p}{\partial p_0} = \frac{p}{p_0} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial Ma_\infty} = \frac{2\kappa p_0 Ma_\infty}{\kappa + 1} \cdot \frac{2 \sin^2(\beta) + Ma_\infty \sin(2\beta) \frac{\partial \beta}{\partial Ma_\infty}}{\left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} - \frac{\kappa p Ma_\infty}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty^2} \quad (2.6)$$

$$\wedge \quad \frac{\partial \beta}{\partial Ma_\infty} = \frac{Ma_\infty [\tan(\alpha) (\kappa + \cos(2\beta)) - \sin(2\beta)]}{Ma_\infty^2 (\tan(\alpha) \sin(2\beta) + \cos(2\beta)) + \cot^2(\beta) + 1} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \kappa} &= \frac{p}{\kappa(\kappa + 1)} + \frac{p_0}{\kappa + 1} \cdot \frac{2\kappa Ma_\infty^2 \sin(2\beta) \frac{\partial \beta}{\partial \kappa} - \frac{1}{\kappa}}{\left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \\ &\quad + \frac{p}{\kappa - 1} \left[ \frac{\ln \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty^2 \right)}{\kappa - 1} - \frac{\kappa Ma_\infty^2}{2 + (\kappa - 1) Ma_\infty^2} \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\wedge \quad \frac{\partial \beta}{\partial \kappa} = \frac{Ma_\infty^2 \tan(\alpha)}{2 [Ma_\infty^2 (\tan(\alpha) \sin(2\beta) + \cos(2\beta)) + \cot^2(\beta) + 1]} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \alpha} = \frac{2\kappa p_0 Ma_\infty^2}{\kappa + 1} \cdot \frac{\sin(2\beta) \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}}{\left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_\infty^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \quad (2.10)$$

$$\wedge \quad \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} = \frac{(1 + \tan^2(\alpha)) [Ma_\infty^2 (\kappa + \cos(2\beta)) + 2]}{2 [Ma_\infty^2 (\tan(\alpha) \sin(2\beta) + \cos(2\beta)) + \cot^2(\beta) + 1]} \quad (2.11)$$

Mit diesen Gleichungen kann die Unsicherheit der Wanddrücke geschätzt werden. Außerdem ergibt sich daraus auch die Unsicherheit des Stoßwinkels. Vor der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung herrscht auf der steifen Platte theoretisch der statische Druck der Anströmung  $p_\infty$ , da es sich um eine parallel angeströmte Platte mit  $\alpha = 0^\circ$  handelt. Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, besteht eine Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung aus mehreren Umlenkungen, die sich

nicht analytisch beschreiben lassen. Der Druck innerhalb der Interaktionszone liegt aber in der Größenordnung des Drucks nach einer Umlenkung um den Keilwinkel (siehe Abschnitt 2.3.3). Daher wird die Unsicherheit des Wanddrucks in der Interaktionszone hier mit dem Fall einer Umlenkung um  $\alpha = 20^\circ$  abgeschätzt.

Die Unsicherheit beim Ruhedruck  $p_0$  setzt sich aus der Messunsicherheit des Ruhedrucksensors und der Schwankung des Ruhedrucks während eines Versuchs durch die Regelung des TMK zusammen. In der Ruhekammer des TMK sind drei Sensoren des Typs GE PMP 4015 mit Messbereichen 0.3 MPa, 1 MPa und 3 MPa verbaut. Diese haben eine Genauigkeit von 0.04 % des Messbereichs. Die Schwankung der Regelung während der Versuche wird anhand der  $3\sigma$ -Umgebung der Messwerte bestimmt. Insgesamt ergibt dies eine Unsicherheit beim Ruhedruck von 0.6 kPa für Mach 2.5, 3.0 und 3.5 sowie von 5.5 kPa für Mach 4.0. Nach Esch [27] liegt die Unsicherheit der Machzahl  $Ma_\infty$  im TMK bei 0.5 %. Da es sich bei getrockneter Luft nicht um ein ideales zweiatomiges Gas handelt, ist die Annahme eines konstanten Isentropenexponenten  $\kappa$  fehlerhaft. Anhand der druck- und temperaturabhängigen Kurven aus Böge und Böge [2] wird der absolute Fehler für den hier betrachteten Bereich auf 0.005 geschätzt. Die Unsicherheit im Umlenkwinkel  $\alpha$  ergibt sich aus der Genauigkeit der Ausrichtung der Grundplatte beziehungsweise des Stoßgenerators im Kanal, dem Strömungswinkel der Anströmung und der Fertigungsgenauigkeit des Keilwinkels. Zusammen ergibt dies  $\alpha = 0^\circ \pm 0.25^\circ$  beziehungsweise  $\alpha = 20^\circ \pm 0.3^\circ$ . Die Umlenkung durch die Grenzschicht wird hier nicht als Fehler angenommen, da diese strömungsmechanisch bestimmt ist und in numerischen Simulationen berücksichtigt werden kann. Weitere Unsicherheiten bestehen beim Radius an den Vorderkanten und Störungen durch das Tripping, die hier nicht berücksichtigt werden. Wie in [125] gezeigt werden konnte, haben die Störungen durch die Nieten oder den Übergang zum Einsatz keine signifikante Veränderung der Wanddrücke zur Folge.

Mit diesen Abschätzungen und den Gleichungen (2.2) bis (2.11) können die Unsicherheiten im Wanddruck vor und in der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung geschätzt werden. Für Mach 3.0 sind die Berechnungen ausführlich in den Tabellen 2.3 und 2.4 dargestellt. Für jede unabhängige Variable ist ihr Wert  $i$ , die absolute Unsicherheit  $\Delta i$  und die relative Unsicherheit  $\Delta i/i$  angegeben. Der Term  $\frac{\partial \beta}{\partial i} / \frac{\beta}{i}$  beziehungsweise  $\frac{\partial p}{\partial i} / \frac{p}{i}$  gibt an, wievielfach der relative Fehler der Variablen  $i$  in den relativen Fehler von  $\beta$  beziehungsweise  $p$  eingeht. Handelt es sich um eine lineare Abhängigkeit, so hat der Term einen Wert von 1, bei einer quadratischen Abhängigkeit den Wert 2. Damit lassen sich die relativen Unsicherheiten  $\Delta \beta_i / \beta$  und  $\Delta p_i / p$  sowie die absoluten Unsicherheiten  $\Delta \beta_i$  und  $\Delta p_i$  auf Grund der Variablen  $i$  bestimmen. Die einzelnen Unsicherheiten werden hier mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzungsformel zusammengefasst.

$$\Delta \beta = \sqrt{(\Delta \beta_{Ma_\infty})^2 + (\Delta \beta_\kappa)^2 + (\Delta \beta_\alpha)^2} \quad (2.12)$$

$$\Delta p = \sqrt{(\Delta p_{p_0})^2 + (\Delta p_{Ma_\infty})^2 + (\Delta p_\kappa)^2 + (\Delta p_\alpha)^2} \quad (2.13)$$

Die unter  $\beta$  angegebenen Unsicherheiten für  $p$  werden bei der Berechnung von  $\Delta p$  nicht berücksichtigt, da der Stoßwinkel  $\beta$  keine unabhängige Einflussgröße ist und die Unsicherheiten bei den anderen Variablen bereits berücksichtigt sind. Die in den Tabellen nicht aufgeführte Unsicherheit des statischen Drucks in der Anströmung  $\Delta p_\infty$  ergibt sich aus den Werten für  $p$

**Tabelle 2.3:** Abschätzung der Unsicherheit von  $p_w$  vor der SWBLI bei  $Ma_\infty = 3.0$ 

	$p_0$	$Ma_\infty$	$\kappa$	$\alpha$	$\beta$	$p$
$i$	583.743 kPa	3.013	1.400	0.000°	19.383°	15.582 kPa
$\Delta i$	0.584 kPa	0.015	0.005	0.250°	—	—
$\Delta i/i$	0.100 %	0.500 %	0.357 %	$\infty$	—	—
$\frac{\partial \beta}{\partial i} / \frac{\beta}{i}$	—	−1.040	0.000	0.000	—	—
$\Delta \beta_i$	—	−0.101°	0.000°	0.169°	0.196°	—
$\Delta \beta_i/\beta$	—	−0.520 %	0.000 %	0.870 %	1.013 %	—
$\frac{\partial p}{\partial i} / \frac{p}{i}$	1.000	−4.514	1.159	0.000	2.244	—
$\Delta p_i$	0.016 kPa	−0.352 kPa	0.064 kPa	0.304 kPa	0.354 kPa	0.470 kPa
$\Delta p_i/p$	0.100 %	−2.257 %	0.414 %	1.951 %	2.273 %	3.014 %

**Tabelle 2.4:** Abschätzung der Unsicherheit von  $p_w$  während der SWBLI bei  $Ma_\infty = 3.0$ 

	$p_0$	$Ma_\infty$	$\kappa$	$\alpha$	$\beta$	$p$
$i$	583.743 kPa	3.013	1.400	20.000°	37.662°	59.018 kPa
$\Delta i$	0.584 kPa	0.015	0.005	0.300°	—	—
$\Delta i/i$	0.100 %	0.500 %	0.357 %	1.500 %	—	—
$\frac{\partial \beta}{\partial i} / \frac{\beta}{i}$	—	−0.618	0.430	0.626	—	—
$\Delta \beta_i$	—	−0.116°	0.058°	0.353°	0.377°	—
$\Delta \beta_i/\beta$	—	−0.309 %	0.154 %	0.938 %	1.000 %	—
$\frac{\partial p}{\partial i} / \frac{p}{i}$	1.000	−3.524	2.231	1.113	1.778	—
$\Delta p_i$	0.059 kPa	−1.040 kPa	0.470 kPa	0.985 kPa	1.049 kPa	1.509 kPa
$\Delta p_i/p$	0.100 %	−1.762 %	0.797 %	1.669 %	1.778 %	2.556 %

**Tabelle 2.5:** Abschätzung der Unsicherheit von  $p_w$  für verschiedene Machzahlen

$p_0$ [kPa]	$Ma_\infty$	$\alpha = 0^\circ$				$\alpha = 20^\circ$			
		$\beta$	$\frac{\Delta \beta}{\beta}$	$p$ [kPa]	$\frac{\Delta p}{p}$	$\beta$	$\frac{\Delta \beta}{\beta}$	$p$ [kPa]	$\frac{\Delta p}{p}$
396.96	2.511	23.47°	0.93 %	21.28	2.57 %	42.74°	1.00 %	68.56	2.25 %
583.74	3.013	19.38°	1.01 %	15.58	3.01 %	37.66°	1.00 %	59.02	2.56 %
919.60	3.521	16.50°	1.11 %	11.71	3.44 %	34.50°	1.04 %	52.36	2.90 %
1375.95	4.032	14.36°	1.22 %	8.69	3.88 %	32.35°	1.09 %	45.72	3.24 %

mit  $\alpha = 0^\circ$  unter Vernachlässigung des Fehlers aus  $\alpha$ .

$$\Delta p_\infty = \sqrt{(\Delta p_{p_0})^2 + (\Delta p_{Ma_\infty})^2 + (\Delta p_\kappa)^2} \quad \wedge \quad \alpha = 0^\circ \quad (2.14)$$

Aus den Tabellen kann man ablesen, dass die Unsicherheit in  $p$  durch die Unsicherheiten in der Machzahl und im Umlenkwinkel dominiert werden. Für  $\alpha = 20^\circ$  ist deren Einfluss allerdings geringer und der Einfluss des Isentropenexponenten nimmt deutlich zu. Die Unsicherheit im Ruhedruck spielt praktisch keine Rolle. Etwa die Hälfte der Wirkung auf  $p$  kommt mittelbar über eine Veränderung des Stoßwinkels  $\beta$ . Demnach ist während der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung zwar die absolute Unsicherheit im Wanddruck größer, die relative Unsicherheit ist jedoch stromauf der Interaktionszone größer. In beiden Fällen ist die Unsicherheit deutlich größer als die Messunsicherheit der statischen Drucksensoren bei absoluten Messungen. Da mögliche Fehler in der Machzahl, dem Isentropenexponenten oder dem Umlenkwinkel jedoch zeitlich etwa konstant sind, spielen sie bei dynamischen Messungen keine Rolle. Die Unsicherheit von Druckänderungen hängt somit in erster Näherung nur von Änderungen des Ruhedrucks ab und ist somit etwa  $\Delta p_{p_0}$ . Damit ist die Unsicherheit bei den Druckschwankungen deutlich kleiner als die Messunsicherheit der schnellen Drucksensoren für relative Messungen.

### Genauigkeit der Abstandssensoren

Bei den Versuchen wurden drei verschiedene Typen von Abstandssensoren verwendet, die sich in der Genauigkeit und der Größe des Messflecks unterscheiden. Da sich nach Angaben des Herstellers die Genauigkeit der Sensoren capaNCDT CSH2FL-CRm1,4 durch die Erweiterung des Messbereichs nur wenig verringert und der des capaNCDT CS5 gleicht, wird dieser Sensortyp hier nicht weiter behandelt. Mit dem Controller capaNCDT 6350 ist der Linearitätsfehler des capaNCDT CS5 kleiner als  $15 \mu\text{m}$ . Der Temperatureinfluss auf den Nullpunkt ist kleiner als  $0.17 \frac{\mu\text{m}}{\text{K}}$  und der Einfluss auf die Empfindlichkeit kleiner als  $0.16 \frac{\mu\text{m}}{\text{K}}$ . Nimmt man eine Änderung der Sensortemperatur von nicht mehr als  $5 \text{ K}$  an, so ist der Messfehler  $\Delta_{\text{Sensor}}$  insgesamt kleiner als  $16.65 \mu\text{m}$ . Der Linearitätsfehler des optoNCDT 1607-10 ist kleiner als  $20 \mu\text{m}$  und der Temperaturfehler kleiner als  $3 \frac{\mu\text{m}}{\text{K}}$ . Nimmt man eine Änderung der Sensortemperatur von nicht mehr als  $5 \text{ K}$  an, so ist der Messfehler  $\Delta_{\text{Sensor}}$  insgesamt kleiner als  $35 \mu\text{m}$ .

Durch die Biegung der elastischen Platte variiert der Abstand zur Platte innerhalb des Messflecks der Sensoren. Zur Beurteilung dieser Unsicherheit wird hier die Plattendurchbiegung bei einer konstanten Drucklast  $\Delta p$  mit der analytischen Lösung aus Abschnitt 3.1 betrachtet.

$$\Delta z(x) = \frac{6\Delta p l}{Ed^3 \lambda^3} \left[ \sinh(\lambda x) + \coth\left(\frac{\lambda l}{2}\right) (1 - \cosh(\lambda x)) + \frac{\lambda}{l} x^2 - \lambda x \right] \quad (2.15)$$

$$\wedge \quad \lambda = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{3}{l + E d c} \left[ \int_0^l \sqrt{1 + (\Delta z'(x))^2} dx - l \right]} \quad (2.16)$$

Eine konservative Schätzung für den Fehler durch eine Verkipfung der Zielfläche  $x_{\text{steil}}$ , ist die größte Abweichung um den Messpunkt im Abstand des halben Messfleckdurchmessers. Beim capaNCDT CS5 hat der Messfleck einen Durchmesser von  $12.6 \text{ mm}$  und beim optoNCDT 1607-10

von 0.6 mm. Die größte Abweichung tritt demnach an der Position mit der größten Steigung  $x_{\text{steil}}$  auf.

$$x_{\text{max}} = \frac{l}{2} - \frac{1}{\lambda} \operatorname{arcosh} \left[ \frac{2}{\lambda l} \sinh \left( \frac{\lambda l}{2} \right) \right] \quad (2.17)$$

Von Micro-Epsilon wurden für den capaNCDT CS5 genauere Daten über den Messfehler bei verkippter Zielfläche zur Verfügung gestellt [56]. Für einen Sensor, der 4.5 mm unter der elastischen Platte platziert ist, lassen sich diese Daten mit der folgenden Funktion sehr gut annähern.

$$\Delta_{\text{Neigung}} = \frac{20.7 \text{ mm}^2}{4.5 \text{ mm} + \Delta z(x)} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + (\Delta z'(x))^2}} - 1 \right] \quad (2.18)$$

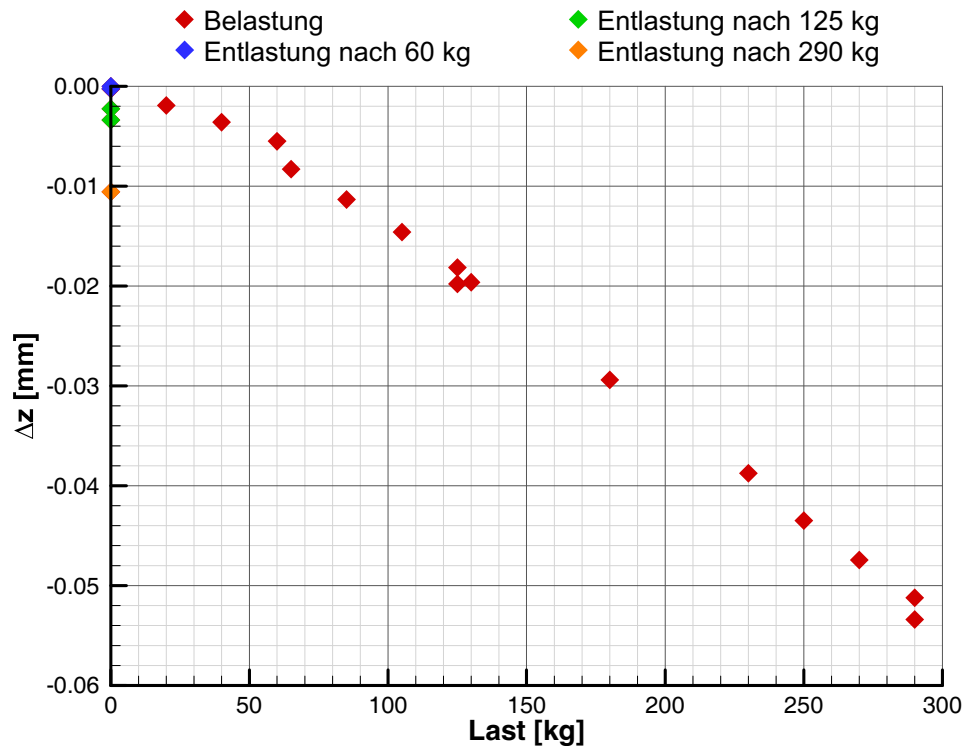
Der Ort des Maximums dieser Gleichung  $x_{\text{steil}}$  lässt sich nur numerisch bestimmen. Neben den Extremwerten ist der Punkt  $x = 155 \text{ mm}$  wichtig, da die Messungen von diesem Punkt vielfach in der Analyse verwendet werden. Tabelle 2.6 führt die Unsicherheiten in der Abstandsmessung durch die Neigung der Zielfläche für beide Sensoren, für beide Positionen, für die kleinste messbare und die größte mögliche Verformung mit der konservativen Schätzung auf. Für den Sensor capaNCDT CS5 sind zusätzlich die Schätzungen basierend auf Gleichung (2.18) angegeben, dabei wird für die Position  $x = 155 \text{ mm}$  die maximale Steigung im Bereich des Messflecks verwendet.

**Tabelle 2.6:** Messunsicherheiten der Abstandssensoren durch die Plattenneigung

		capaNCDT	capaNCDT*	optoNCDT	capaNCDT	capaNCDT*	optoNCDT
$\Delta p$	kPa	0.20	0.20	0.20	30.00	30.00	30.00
$\Delta z_{\odot}$	mm	-0.08	-0.08	-0.08	-4.22	-4.22	-4.22
$x_{\text{max}}$	mm	63.39	63.61	63.39	51.33	86.17	51.33
$\Delta z(x_{\text{max}})$	mm	-0.03	-0.03	-0.03	-1.61	-3.03	-1.61
$\Delta_{\text{Neigung}}$	$\mu\text{m}$	4.99	0.00	0.24	277.03	8.85	13.23
$\frac{\Delta_{\text{Neigung}}}{\Delta z(x_{\text{max}})}$	%	14.51	0.00	0.69	17.24	0.29	0.82
$\Delta z(155 \text{ mm})$	mm	-0.08	-0.08	-0.08	-4.22	-4.22	-4.22
$\Delta_{\text{Neigung}}$	$\mu\text{m}$	0.70	0.00	0.02	31.24	1.72	0.94
$\frac{\Delta_{\text{Neigung}}}{\Delta z(155 \text{ mm})}$	%	0.91	0.00	0.03	0.74	0.04	0.02

\* basierend auf Gleichung (2.18)

Die Tabelle zeigt, dass nach der konservativen Abschätzung, der Verkippsfehler des kapazitiven Sensors ein Vielfaches des Verkippsfehlers des Lasertriangulationssensors beträgt. Mit der genaueren Schätzung verkleinert sich der Fehler für den capaNCDT CS5 enorm und liegt dann meist sogar unter den Werten des optoNCDT 1607-10. Vermutlich sind auch für letzteren die tatsächlichen Fehler deutlich kleiner. Da sich jedoch weiter unten zeigt, dass dies auf den



**Abbildung 2.9:** Abstandsänderung durch Belastung der Messgondel

Gesamtfehler keine große Auswirkung hätte, werden für diesen die Werte der konservativen Schätzung verwendet.

Bei den ersten Versuchen im TMK wurde überprüft, ob die Sensoren durch den Betrieb des Windkanal gestört werden. Dazu wurden die Sensoren, wie vorgesehen, in der Messgondel eingebaut und maßen den Abstand zum eingebauten steifen Einsatz. Die Messsignale wiesen keine sichtbare Störung durch den Versuchsbetrieb auf, allerdings wurde bei Versuchen mit Stoßgenerator eine Verringerung des Abstands um etwa  $80\text{ }\mu\text{m}$  und bei Versuchen ohne Stoßgenerator um etwa  $10\text{ }\mu\text{m}$  registriert. Die Verringerungen um  $80\text{ }\mu\text{m}$  mit Stoßgenerator lässt sich durch eine leichte Verformung des steifen Einsatzes und eine Dehnung in den nicht besonders stark angezogenen Schraubverbindungen mit der Grundplatte erklären. Die Verringerungen um  $10\text{ }\mu\text{m}$  ohne Stoßgenerator lässt sich damit aber nicht erklären, da bei diesen Versuchen der Druck unterhalb des Einsatzes gleicht, tatsächlich sogar etwas höher als der Druck oberhalb des Einsatzes war. Die Abstandsänderung ist größer als die Messunsicherheit des kapazitiven Sensors und die Zielfläche bleibt parallel, somit kann ein einfacher Messfehler ausgeschlossen werden. Die plausibelste Ursache ist der durch mehrere Stöße erhöhte Druck unterhalb der Grundplatte, der die Messgondel gegen die Grundplatte presst. Diese Annahme wurde durch einen einfachen Versuch bestätigt. Dazu wurde die Grundplatte mit montiertem steifen Einsatz, Messgondel und Sensoren kopfüber abgelegt. Anschließend wurde die Messgondel mit Gewichten beschwert. Die von den Sensoren registrierten Abstandsänderungen sind in Abbildung 2.9 über der Masse der Gewichte aufgetragen. Es zeigt sich eine eindeutige Verringerung des Abstandes mit Erhöhung der Last auf die Messgondel. Sind bei einer Last zwei Messwerte eingetragen, so liegen zwischen diesen beiden Messungen ein bis zwei Stunden, um Setzeffekten Zeit zu gewähren. Bei einer Belastung verringert sich der Abstand in dieser Zeit

weiter, bei einer Entlastung wird der Abstand in dieser Zeit wieder größer. Bei allen folgenden Versuchen wurde darauf geachtet, die Verschraubungen an der Messgondel und den Einsätzen stark anzuziehen, um Fehler durch Dehnung der Verschraubungen oder erhöhte Anpressung zu minimieren. Der geschätzte Beitrag zur Unsicherheit bei der Abstandsmessung  $\Delta_{\text{Modell}}$  liegt daher unter  $20\text{ }\mu\text{m}$ .

In Tabelle 2.7 werden die Unsicherheiten bei der Abstandsmessung zusammengefasst und die Gesamtunsicherheit  $\Delta_{\text{gesamt}}$  für beide Sensoren, bei leichter und starker Plattendurchbiegung, am Punkt der größten Plattenneigung  $x_{\text{steil}}$  und an der Messposition  $x = 155\text{ mm}$  berechnet. Da die Durchbiegung durch eine Differenzmessung bestimmt wird und die Unsicherheit des Sensors  $\Delta_{\text{Sensor}}$  auch bei der Referenzmessung zum Tragen kommt, geht sie doppelt in die Gesamtunsicherheit ein.

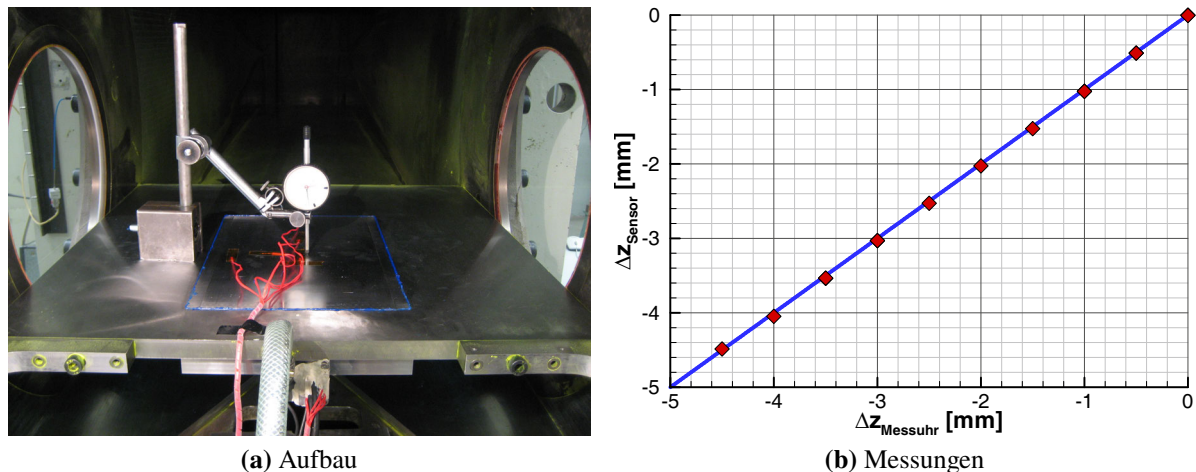
$$\Delta_{\text{gesamt}} = \sqrt{2 \cdot (\Delta_{\text{Sensor}})^2 + (\Delta_{\text{Modell}})^2 + (\Delta_{\text{Neigung}})^2} \quad (2.19)$$

**Tabelle 2.7:** Zusammenfassung der Unsicherheiten bei der Abstandsmessung

		$\Delta z_{\odot} = -0.08\text{ mm}$		$\Delta z_{\odot} = -4.22\text{ mm}$	
		capaNCDT	optoNCDT	capaNCDT	optoNCDT
$\Delta_{\text{Sensor}}$	$\mu\text{m}$	16.65	35.00	16.65	35.00
$\Delta_{\text{Modell}}$	$\mu\text{m}$	20.00	20.00	20.00	20.00
$\Delta z(x_{\text{max}})$	mm	-0.03	-0.03	-3.03	-1.61
$\Delta_{\text{Neigung}}$	$\mu\text{m}$	0.00	0.24	8.85	13.23
$\Delta_{\text{gesamt}}$	$\mu\text{m}$	30.89	53.39	32.14	55.00
$\frac{\Delta_{\text{gesamt}}}{\Delta z(x_{\text{max}})}$	%	89.91	155.36	1.06	3.42
$\Delta z(155\text{ mm})$	mm	-0.08	-0.08	-4.22	-4.22
$\Delta_{\text{Neigung}}$	$\mu\text{m}$	0.00	0.02	1.72	0.94
$\Delta_{\text{gesamt}}$	$\mu\text{m}$	30.89	53.39	30.94	53.39
$\frac{\Delta_{\text{gesamt}}}{\Delta z(155\text{ mm})}$	%	40.05	69.20	0.73	1.27

Für beide Sensoren spielt der Fehler durch die Plattenneigung nur eine untergeordnete Rolle. Beim optoNCDT 1607-10, beträgt die Messunsicherheit stets etwa  $54\text{ }\mu\text{m}$  und wird durch die Unsicherheit des Sensors dominiert. Beim capaNCDT CS5 tragen die Unsicherheit des Sensors selbst und die Unsicherheit durch die Modellverformung etwa gleich viel zur Gesamtunsicherheit von etwa  $31\text{ }\mu\text{m}$  bei. Auf die Messung von Plattenvibrationen sollte weder die Unsicherheit durch die Neigung der Platte noch die Unsicherheit durch die Modellverformung einen Einfluss haben. Für solche Messungen beträgt die Unsicherheit das  $\sqrt{2}$ -fache der Sensorunsicherheit. Hier ist die Überlegenheit der kapazitiven Sensoren noch deutlicher; hinzu kommt der Vorteil der höheren Wiederholrate.

Die Abschätzung der Messunsicherheit wurde bei den Vorversuchen mit gleichmäßiger, statischer Drucklast (siehe Abschnitt 2.2.2) durch einen Vergleich mit einer Messuhr abgesichert. Abbildung 2.10 zeigt den Aufbau und die Messergebnisse. Die Abweichungen zwischen den



**Abbildung 2.10:** Vergleich zwischen den Messungen mit einer Messuhr und einem kapazitiven Sensor für die Durchbiegungen der elastischen Platte unter statischer Drucklast

Messungen mit der Messuhr und dem kapazitiven Sensor in der Mitte der elastischen Platte waren stets kleiner als  $50\text{ }\mu\text{m}$  und damit kleiner als die Genauigkeit der Messuhr.

### Unsicherheit bei der Durchbiegung

Die Unsicherheiten bei der Durchbiegung, die sich aus den Unsicherheiten der Randbedingungen ergeben, können mit Hilfe der Gleichungen (2.15) und (2.16) abgeschätzt werden. Die Auswirkungen der Unsicherheiten bei den Eingangsgrößen werden hier durch Sensitivitätsanalysen bestimmt. Die Fertigungstoleranzen garantieren einen Fehler bei der freien Länge der elastischen Platte  $l$  kleiner als  $0.5\text{ mm}$  und bei der Dicke der elastischen Platte  $d$  kleiner als  $0.01\text{ mm}$ . Es wird angenommen, dass die Unsicherheit beim Elastizitätsmodul  $E$  kleiner als  $500\text{ MPa}$  ist. Die Steifigkeit der Federkonstante  $c$ , mit der die Nieten modelliert werden, kann anhand der experimentellen Daten auf  $0.2\frac{1}{\text{GPa}}$  genau bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 3.1). Dieser Wert umfasst auch den möglichen Einfluss des Dichtungsmaterials zwischen elastischer Platte und Rahmen. Beim Druck kann entweder die Genauigkeit der PSI Drucksensoren von  $50\text{ Pa}$  oder die zuvor bestimmte Unsicherheit der Druckwerte von etwa  $3\%$  angenommen werden. Die Auswirkungen dieser Unsicherheiten auf die maximale Durchbiegung, die bei einer gleichmäßigen Drucklast immer in der Mitte der elastischen Platte  $\Delta z_{\odot}$  liegt, sind für den Fall einer kleinen Verformung in Tabelle 2.8 und für eine große Verformung in Tabelle 2.9 dargestellt.

Bei kleinen Verformungen wirken sich Unsicherheiten in den Randbedingungen sehr stark aus. So geht der Dickenfehler mit der sechsten und der Längenfehler sogar mit der achten Potenz in den Gesamtfehler ein. Die Fehler im Elastizitätsmodul und im Druck gehen quadratisch ein. Unsicherheiten bei der Modellierung der Nieten wirken sich dagegen nicht aus. Mit der absoluten Unsicherheit der Druckmessungen ist die geschätzte Gesamtunsicherheit deutlich größer als der Messfehler des kapazitiven Sensors in der Mitte der Platte. Mit der relativen Unsicherheit der Druckwerte ist die geschätzte Gesamtunsicherheit deutlich kleiner als der



**Tabelle 2.8:** Abschätzung der Unsicherheit der Durchbiegung  $\Delta z_{\odot}$  bei kleiner Verformung

	$i$	$\Delta i$	$\frac{\Delta i}{i}$	$\frac{\partial \Delta z}{\partial i} / \frac{\Delta z}{i}$	$\Delta (\Delta z)_i$	$\frac{\Delta (\Delta z)_i}{\Delta z}$
$l$	300.00 mm	0.50 mm	0.17 %	7.99	$-1.03 \mu\text{m}$	1.33 %
$d$	1.47 mm	0.01 mm	0.68 %	-5.99	$3.15 \mu\text{m}$	-4.08 %
$E$	206.00 GPa	0.50 GPa	0.24 %	-2.00	$0.37 \mu\text{m}$	-0.48 %
$c$	$2.40 \frac{1}{\text{GPa}}$	$0.20 \frac{1}{\text{GPa}}$	8.33 %	0.01	$0.01 \mu\text{m}$	0.00 %
$\Delta p^*$	0.20 kPa	0.05 kPa	25.00 %	2.00	$-38.61 \mu\text{m}$	49.94 %
$\Delta p^{**}$	0.20 kPa	0.01 kPa	3.00 %	2.00	$-4.63 \mu\text{m}$	5.99 %
$\Delta z_{\odot}^*$	-0.08 mm	—	—	—	$38.76 \mu\text{m}$	50.13 %
$\Delta z_{\odot}^{**}$	-0.08 mm	—	—	—	$5.71 \mu\text{m}$	7.38 %

\* basierend auf der Unsicherheit der Druckmessungen von 50 Pa

\*\* basierend auf der Unsicherheit der Druckwerte von 3 %

**Tabelle 2.9:** Abschätzung der Unsicherheit der Durchbiegung  $\Delta z_{\odot}$  bei großer Verformung

	$i$	$\Delta i$	$\frac{\Delta i}{i}$	$\frac{\partial \Delta z}{\partial i} / \frac{\Delta z}{i}$	$\Delta (\Delta z)_i$	$\frac{\Delta (\Delta z)_i}{\Delta z}$
$l$	300.00 mm	0.50 mm	0.17 %	3.13	$-22.05 \mu\text{m}$	0.52 %
$d$	1.47 mm	0.01 mm	0.68 %	-1.13	$32.53 \mu\text{m}$	-0.77 %
$E$	206.00 GPa	0.50 GPa	0.24 %	-0.49	$4.99 \mu\text{m}$	-0.12 %
$c$	$2.40 \frac{1}{\text{GPa}}$	$0.20 \frac{1}{\text{GPa}}$	8.33 %	0.40	$-139.40 \mu\text{m}$	3.30 %
$\Delta p^*$	30.00 kPa	0.05 kPa	0.17 %	0.88	$-6.21 \mu\text{m}$	0.15 %
$\Delta p^{**}$	30.00 kPa	0.90 kPa	3.00 %	0.88	$-111.79 \mu\text{m}$	2.65 %
$\Delta z_{\odot}^*$	-4.22 mm	—	—	—	$145.06 \mu\text{m}$	3.43 %
$\Delta z_{\odot}^{**}$	-4.22 mm	—	—	—	$183.03 \mu\text{m}$	4.33 %

\* basierend auf der Unsicherheit der Druckmessungen von 50 Pa

\*\* basierend auf der Unsicherheit der Druckwerte von 3 %

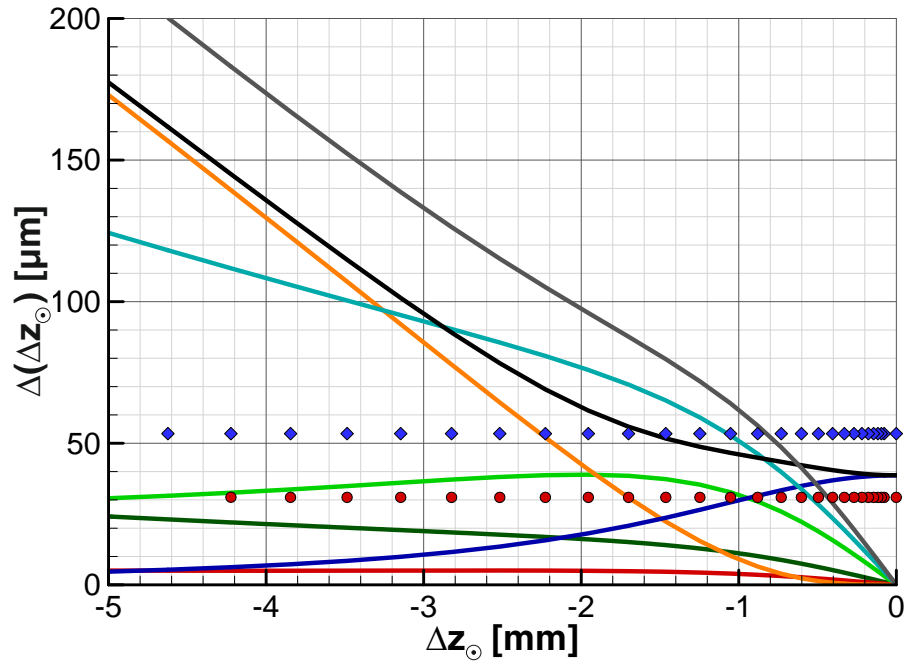
Messfehler. Bei großen Durchbiegungen werden die Unsicherheiten der Eingangsgrößen deutlich weniger verstärkt, mit Ausnahme der Federkonstante, die nun einen wesentlichen Beitrag zur Unsicherheit liefert. Wird beim Druck die absolute Unsicherheit der Druckmessungen angenommen, so ist der Einfluss vernachlässigbar. Wird die relative Unsicherheit angenommen, so wirkt sie sich dagegen deutlich aus. Insgesamt liegt die Unsicherheit mit 3.4 % bis 4.3 % deutlich über den Messunsicherheiten.

In Abbildung 2.11 sind die Einzelkomponenten und die gesamte Unsicherheit der Durchbiegung in Abhängigkeit von der maximalen Durchbiegung aufgetragen. Zum Vergleich sind die Messunsicherheiten des capaNCDT CS5 und des optoNCDT 1607-10 an der Stelle  $x=155$  mm eingetragen. Damit wird deutlich, dass die Messunsicherheit des kapazitiven Sensors erst für  $\Delta z_{\odot} > -0.45$  mm die Unsicherheit der Durchbiegung überschreitet. Die Gesamtunsicherheit, basierend auf der absoluten Unsicherheit im Druck von 50 Pa, überschreitet die Gesamtunsicherheit, basierend auf der relativen Unsicherheit im Druck von 3 %, für  $\Delta z_{\odot} > -0.6$  mm.

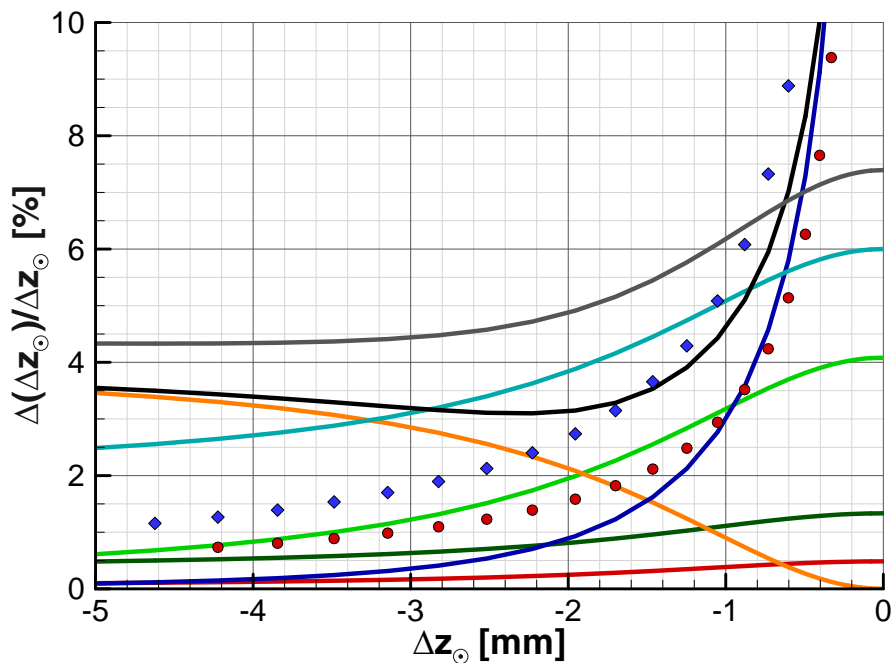
— Länge — E-Modul — Druck\* — Gesamt\* ● capaNCDT  
 — Dicke — Feder — Druck\*\* — Gesamt\*\* ◆ optoNCDT

\* basierend auf der Unsicherheit der Druckmessungen von 50 Pa

\*\* basierend auf der Unsicherheit der Druckwerte von 3 %



(a) absolute Unsicherheit



(b) relative Unsicherheit

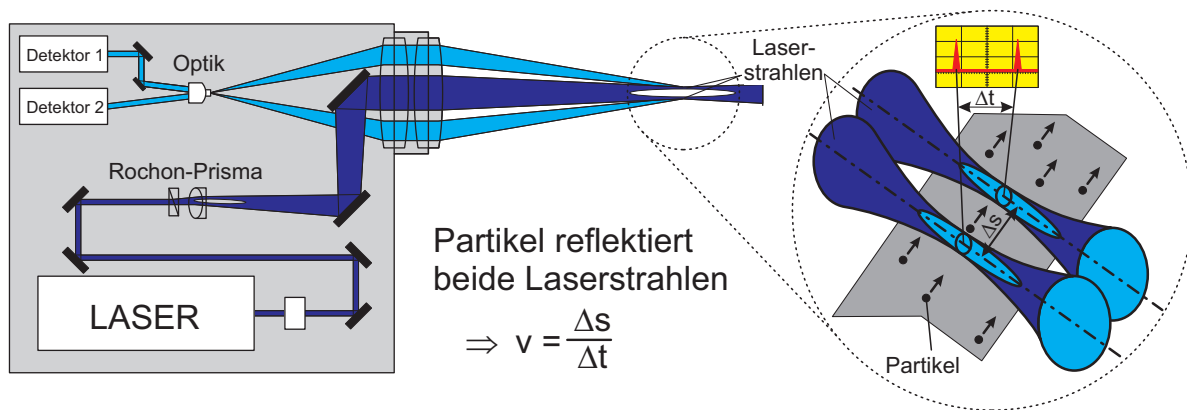
**Abbildung 2.11:** Unsicherheiten bei der Durchbiegung der elastischen Platte  $\Delta z_{\odot}$  und deren Messung bei  $x=155$  mm, abhängig von der Verformung

Interessant ist auch, dass die absolute Unsicherheit durch die Plattendicke ein Maximum bei etwa  $\Delta z_{\odot} = -2 \text{ mm}$  aufweist. Die relative Gesamtunsicherheit basierend auf dem absoluten Druckfehler hat bei  $\Delta z_{\odot} = -2.25 \text{ mm}$  ein Minimum.

## 2.2 Vorversuche

Die Vorversuche wurden durchgeführt, um die Struktur und die Strömung zu charakterisieren und damit die genauen Randbedingungen der Versuche zu ermitteln. Dies ist für quantitative Vergleiche mit Simulationen von grundlegender Bedeutung.

### 2.2.1 Charakterisierung der Strömung



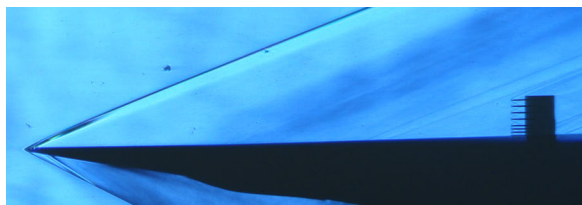
**Abbildung 2.12:** Prinzipskizze des Laser-2-Focus-Velocimeters nach [32]

Der Turbulenzgrad und die Geschwindigkeit in der ungestörten Anströmung wurden direkt mit Hilfe eines Laser-2-Focus-Velocimeters gemessen. Dieses Verfahren misst punktuell und richtungsabhängig die Geschwindigkeitsverteilung von Partikeln in der Strömung. Dazu wurde in die Beruhigungskammer ein Öl-Aerosol eingeblasen. Wie in Abbildung 2.12 skizziert, wird mit zwei fokussierten Laserstrahlen an zwei benachbarten Punkten der Durchgang der Partikel registriert, die Zeitdifferenz gemessen und statistisch ausgewertet (für weitere Informationen siehe [6] und [103]). Der Turbulenzgrad  $I$  in Strömungsrichtung beträgt 1.9 % und senkrecht dazu 2.3 %. Dies stimmt mit der Abschätzung für eine voll ausgebildete turbulente Rohrströmung [31] für eine Reynoldszahl von  $Re_{d_h} = 29 \cdot 10^6$ , basierend auf dem hydraulischen Durchmesser  $d_h = 0.6 \text{ m}$ , überein.

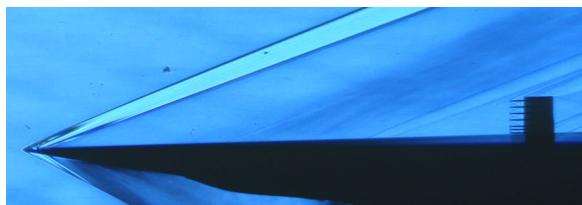
$$I = \frac{0.16}{\sqrt[8]{Re_{d_h}}} \quad (2.20)$$

Die gemessene Strömungsgeschwindigkeit lag etwa 0.5 % unter den mit der Isentropengleichung berechneten Werten. Eine direkte Messung des Geschwindigkeitsprofils in der Grenzschicht war mangels genügender Partikel nicht möglich. Für die numerischen Simulationen war es aber wichtig, eine voll ausgebildete turbulente Grenzschicht zu erzeugen und im Detail zu vermessen.

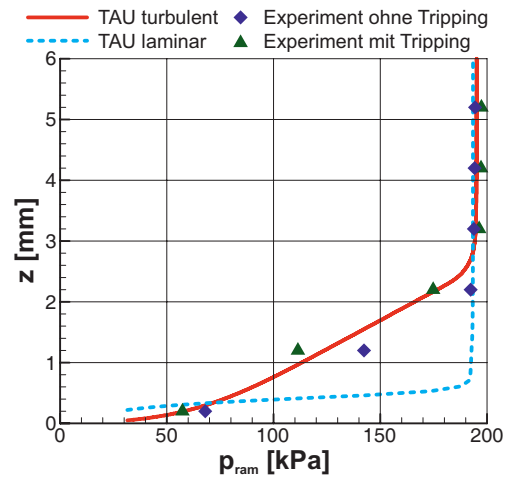
Daher wurde ein Modell mit dem gleichen Querschnittsprofil wie die Grundplatte mit einem Miniatur-Pitot-Rechen 150 mm hinter der Vorderkante ausgerüstet – dies entspricht einer Position von  $x = -70$  mm. Der Rechen besteht aus zehn Röhrchen mit einem Außendurchmesser von 0.4 mm und einem Innendurchmesser von 0.2 mm. Es wurden verschiedene Formen des Trippings ausprobiert. Die gemessenen Staudrücke  $p_{\text{ram}}$  wurden mit den Werten aus einer Simulation mit TAU und dem Wilcox- $k-\omega$ -Turbulenzmodell verglichen. Als optimales Tripping erwies sich ein direkt an der Vorderkante gelegener, 5 mm breiter Streifen von SiC-Körnern des Typs F150 (ESK-SIC GmbH), die eine Größe von etwa  $60 \mu\text{m}$  haben. Abbildung 2.13c zeigt die gemessenen Staudrücke mit und ohne optimales Tripping, außerdem die Simulationsergebnisse. Die gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten erlaubt die Annahme einer voll entwickelten turbulenten Grenzschicht, stromab der Messstelle, bei Verwendung des Trippings und somit auch auf dem Einsatz. Vergleicht man die Schlierenaufnahme mit Tripping (Abbildung 2.13b) mit der ohne Tripping (Abbildung 2.13a), so sind deutlich stärkere Störungen an der Vorderkante und eine dickere Grenzschicht erkennbar. Dabei entspricht die Hell-Dunkel-Grenze in den Schlierenaufnahmen dem Knick in der Staudruckverteilung.



(a) Schlierenaufnahme ohne Tripping



(b) Schlierenaufnahme mit Tripping

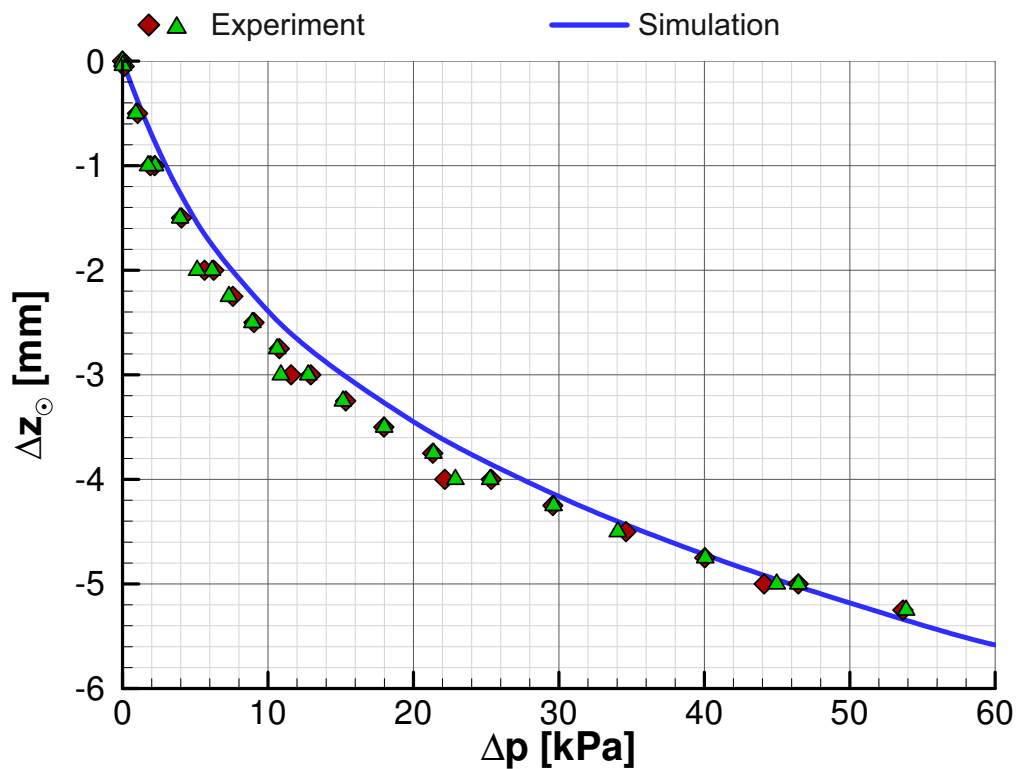
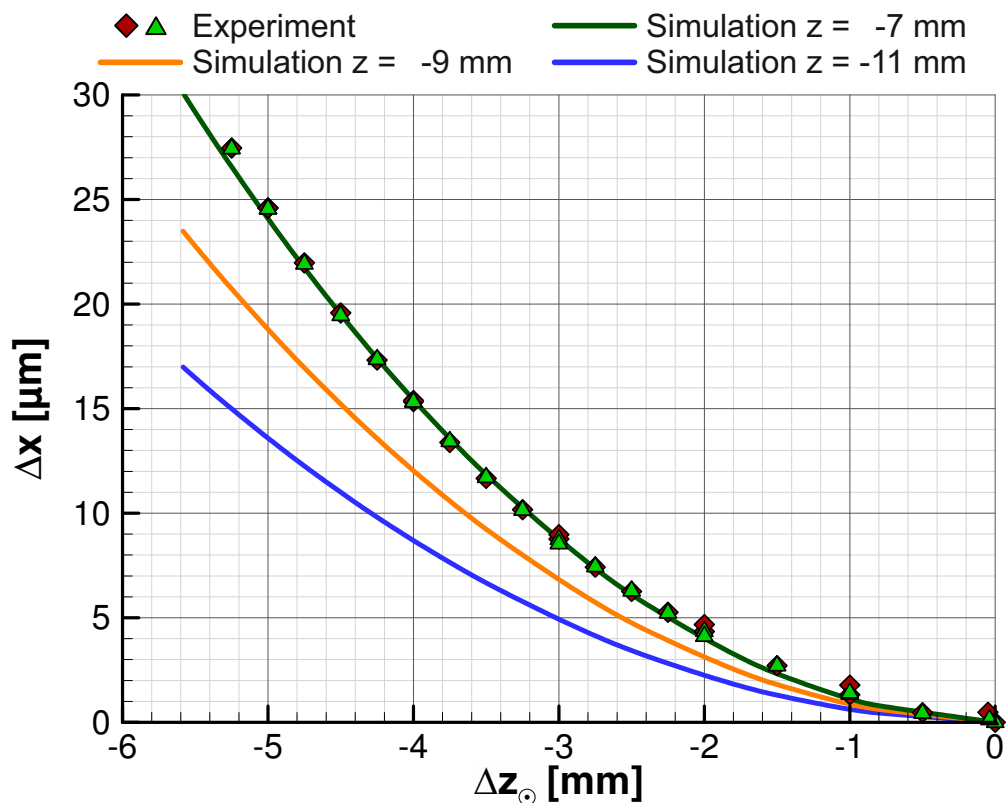


(c) Staudrücke  $p_{\text{ram}}$  in der Grenzsschicht

**Abbildung 2.13:** Experimente bei  $Ma_{\infty} = 3.0$  zur Charakterisierung der Grenzschicht mit einem Miniatur-Pitot-Rechen bei  $x = -70$  mm

### 2.2.2 Strukturverhalten bei einer gleichmäßigen, statischen Belastung

Um das Verhalten der elastischen Platte genauer zu bestimmen, wurden damit Vorversuche bei einer statischen, gleichförmigen Druckbelastung durchgeführt. Dazu wurde der Druck in der Gondel unter der elastischen Platte abgesenkt. Die Durchbiegung in der Mitte der Platte wurde sowohl mit dem kapazitiven Sensor als auch mit einer Messuhr gemessen. In Abbildung 2.14a sind die Werte über der Druckdifferenz aufgetragen. (Die zusätzlich eingetragenen Simulationsergebnisse werden in Abschnitt 3.1 diskutiert.) Abbildung 2.14b zeigt die gemessene Verschiebung des Rahmens in der Mitte der vorderen Einspannung in Abhängigkeit von der

(a) Durchbiegung der Platte  $\Delta z_{\odot}$  bei  $x = 150$  mm und  $y = 0$  mm(b) Durchbiegung des Rahmens  $\Delta x$  bei  $x = 0$  mm und  $y = 0$  mm**Abbildung 2.14:** Verformung der elastischen Platte unter einer statischen Druckbelastung

Durchbiegung der Plattenmitte. Die Verformung ist elastisch und wiederholbar, jedoch erweist sich die Einspannung als nicht ideal steif.

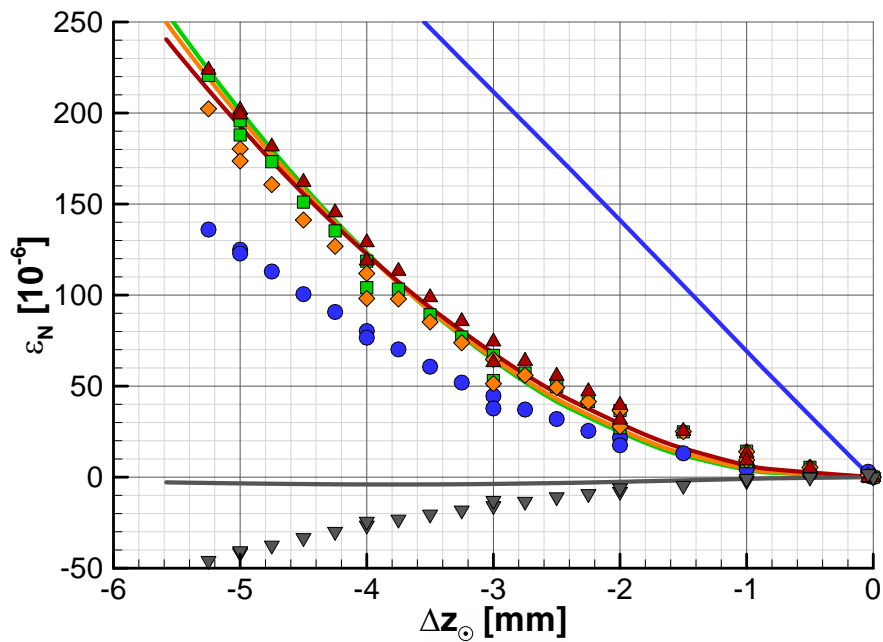
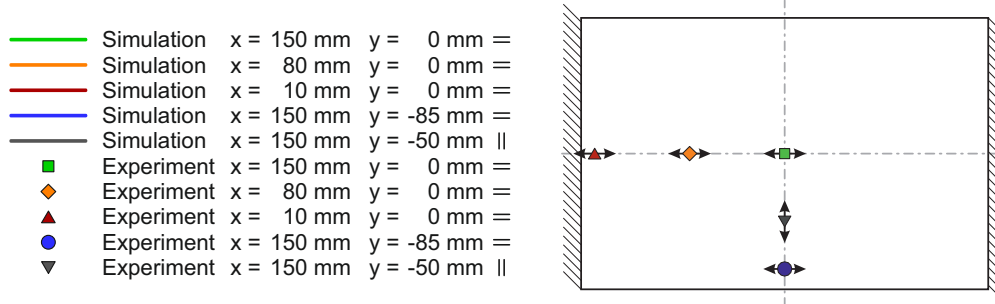
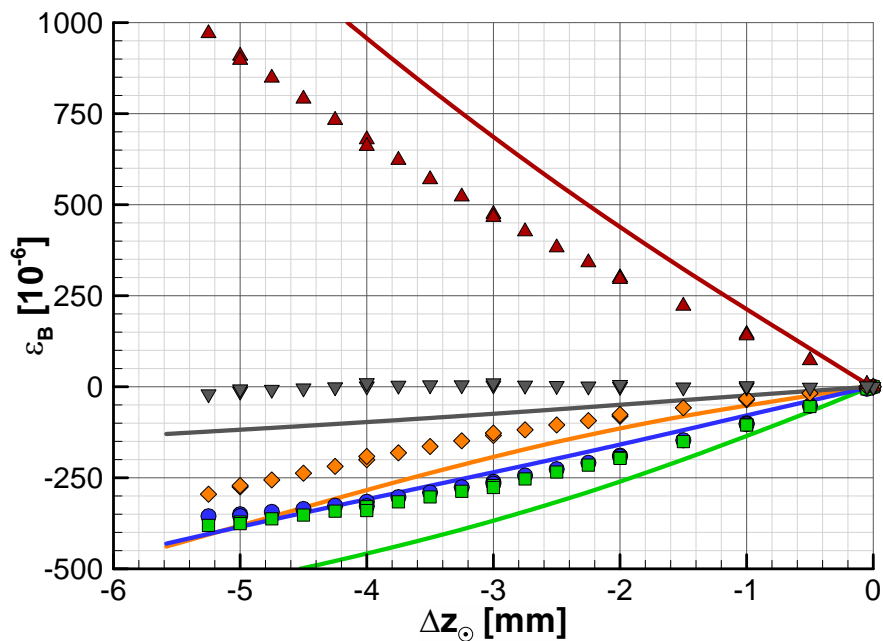
Um mehr Informationen über die Verformung zu erhalten, wurden auf die Vorder- und Rückseite der elastischen Platte Dehnungsmessstreifen (DMS) geklebt. Die DMS-Paare  $\blacksquare$ ,  $\blacklozenge$  und  $\blacktriangle$  sind in der Symmetrieebene  $y = 0$  mm platziert und längs der Platte ausgerichtet. Während  $\blacksquare$  sich genau in der Mitte der Platte befindet, befindet sich  $\blacktriangle$  nahe der Einspannung und  $\blacklozenge$  in der Mitte zwischen diesen beiden. Die Positionen der Paare  $\bullet$  und  $\blacktriangledown$  liegen wie das Paar  $\blacksquare$  in der zweiten Symmetrieebene der Platte bei  $x = 150$  mm. Das Paar  $\bullet$  befindet sich nahe zum freien Rand der Platte und misst ebenfalls in Längsrichtung.  $\blacktriangledown$  ist in der Mitte von  $\blacksquare$  und  $\bullet$  platziert und misst die Dehnungen quer zur Strömungsrichtung. Die Positionen und Ausrichtungen der DMS-Paare sind auch in der Legende über Abbildung 2.15b skizziert.

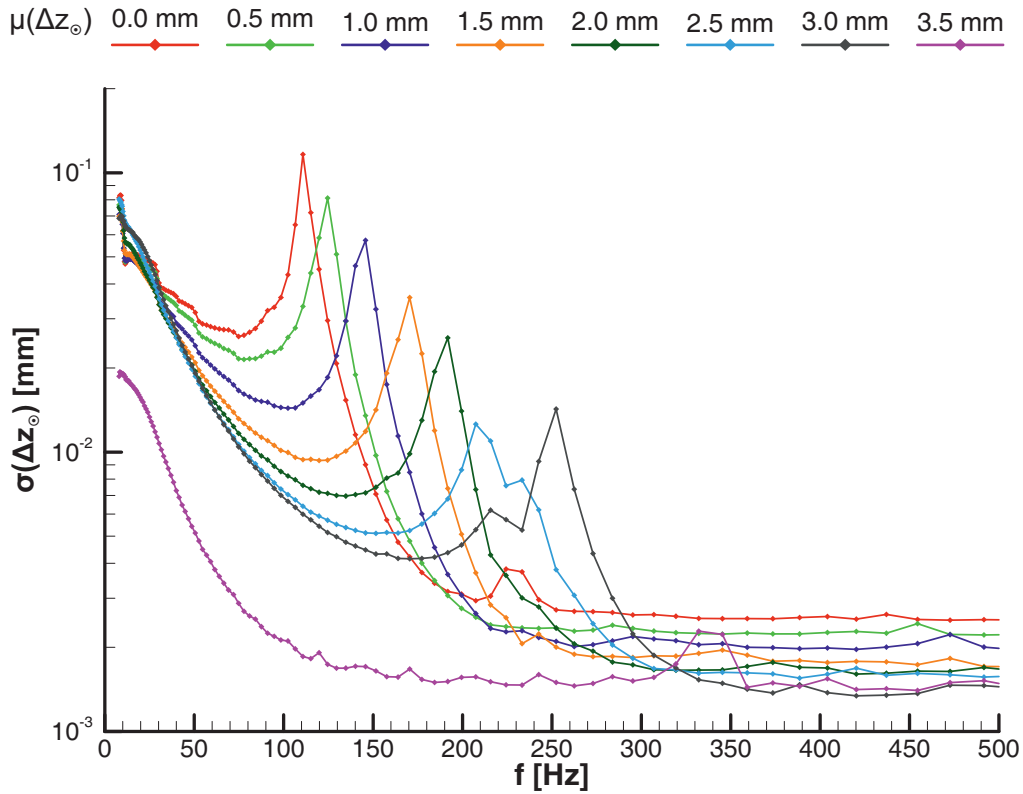
Die gemessenen Dehnungen auf Grund von Zugspannungen sind in Abbildung 2.15a, die Dehnungen auf Grund von Biegespannungen in Abbildung 2.15b dargestellt, jeweils in Abhängigkeit von der Durchbiegung. Wie zu erwarten, sind die Zugdehnungen in der Symmetrieebene  $y = 0$  mm etwa gleich groß. Am freien Rand der Platte sind die gemessenen Zugdehnungen deutlich niedriger. In Querrichtung, bei  $x = 150$  mm, sind die Werte negativ, dort herrschen also Druckstauchungen. Wie zu erwarten, ist die Krümmung an Position  $\blacktriangle$  umgekehrt zu denen an den Positionen  $\blacksquare$ ,  $\blacklozenge$  und  $\bullet$ . An Position  $\blacktriangledown$  ist die Platte fast nicht gebogen.

Die Anregung der elastischen Platte mit einem elektromagnetischen Wechselfeld ermöglicht die experimentelle Bestimmung der Eigenfrequenzen der elastischen Platte. Dazu wird einer der Elektromagnete mittig unter der elastischen Platte platziert (Abbildung 2.7b) und mit Sinusschwingungen bei verschiedenen Frequenzen versorgt. Die daraus resultierenden Plattenschwingungen werden mit den kapazitiven Abstandssensoren gemessen und die Standardabweichung  $\sigma(\Delta z_{\odot})$  als Maß für die Plattenreaktion bestimmt. Trägt man die Standardabweichung aus vielen Versuchen über der Anregungsfrequenz auf, so lassen sich die Eigenfrequenzen als die Peaks mit besonders starker Plattenreaktion bestimmen. Abbildung 2.16 zeigt eine Reihe solcher Kurven für verschiedene statische Durchbiegungen  $\mu(\Delta z_{\odot})$ , die durch gleichmäßige Drucklasten erzeugt wurden. Die Durchbiegung erzeugt aufgrund der steifen Einspannung eine Längskraft in der elastischen Platte; diese wird somit vorgespannt. Dies erklärt die steigende Frequenz der ersten Mode bei steigender Durchbiegung. Gleichzeitig nehmen die Amplituden bei steigender Durchbiegung ab, obwohl die Anregung durch den verringerten Abstand zum Elektromagnet stärker sein sollte. Auffällig ist der deutlich veränderte Kurvenverlauf für eine statische Durchbiegung von 3.5 mm. Dies lässt sich damit erklären, dass die elastische Platte bei dieser großen Verformung den Magneten berührt und nicht mehr frei schwingen kann.

### 2.2.3 Einfluss der Kavität unter der elastischen Platte

Bei der Bestimmung der Eigenfrequenzen der elastischen Platte bei unterschiedlichen Vorspannungen aus Abschnitt 2.2.2 zeigt sich, dass die Kavität unter der elastischen Platte in der Messgondel einen großen Einfluss auf die Eigenfrequenz der elastischen Platte hat. So ergibt sich bereits eine große Verschiebung der Eigenfrequenzen durch die Abnahme des Heckdeckels an der Messgondel (siehe Abbildung 2.17a). Durch den Einbau der Grundplatte mit der elastischen Platte und der Messgondel in eine Vakuumkammer ist es möglich, den Einfluss des

(a) Normaldehnungen  $\varepsilon_N$  in der Platte(b) Biegedehnungen  $\varepsilon_B$  in der Platte**Abbildung 2.15:** Dehnungen in der elastischen Platte bei einer statischen Druckbelastung



**Abbildung 2.16:** Einfluss der Vorspannung auf die Eigenfrequenzen der elastischen Platte

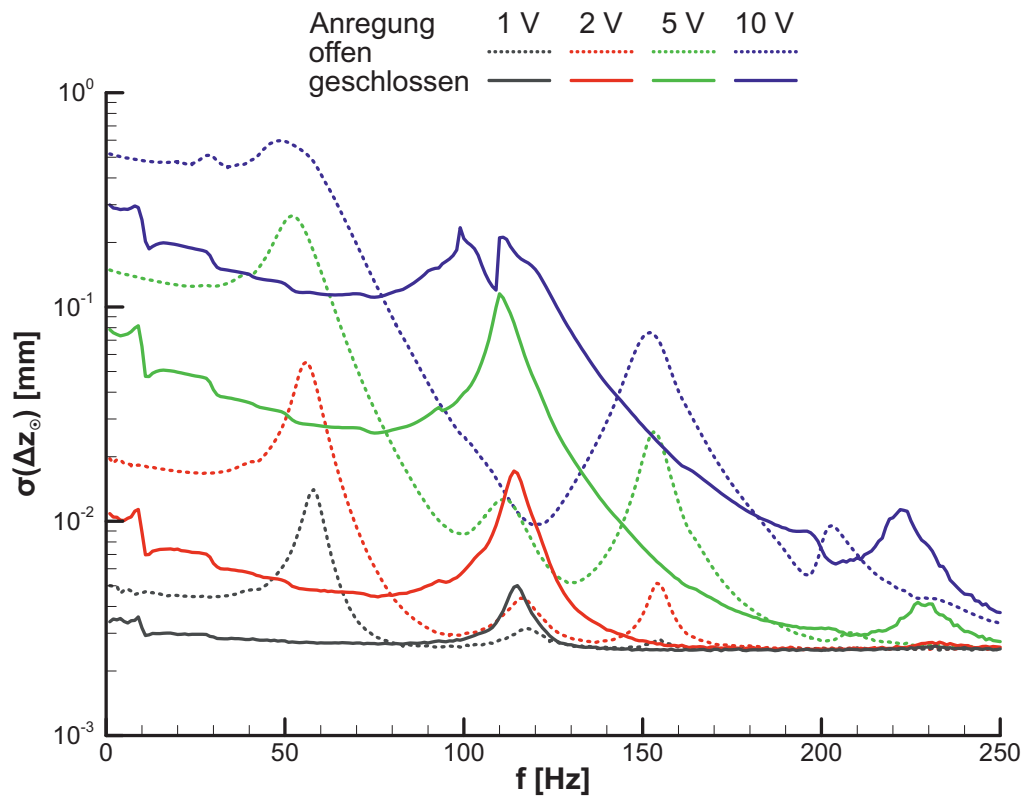
Umgebungsdrucks auf die Eigenfrequenz zu untersuchen. Dabei ist der Druck auf und unter der elastischen Platte ausgeglichen, die Platte ist also nicht vorgespannt. Abbildung 2.17b zeigt, dass mit sinkendem Druck die Frequenzen aller Peaks sowie die Amplitude des zweiten Peaks kleiner werden; dagegen wachsen die Amplituden des ersten und dritten Peaks. Für Drücke unter 20 kPa, die im Versuch über und unter der elastischen Platte herrschen, verändert sich die Frequenz und die Amplitude der ersten beiden Peaks kaum noch.

Die einfachste Erklärung für dieses Verhalten ist, dass das geschlossene Volumen der Kavität als Luftfeder wirkt. Wenn der Heckdeckel abgenommen wird oder der Umgebungsdruck sinkt, verschwindet dieser Effekt. Diese These kann mit einer groben Abschätzung unterstützt werden. Die rückstellende Kraft der Platte um die Nulllage ergibt sich aus der Balkentheorie erster Ordnung. Um einen zweiseitig eingespannten, rechteckigen Balken mit der Länge  $l$ , der Breite  $b$ , der Dicke  $d$  und dem Elastizitätsmodul  $E$  in der Mitte um eine Strecke  $\Delta z_{\odot}$  auszulenken, benötigt man eine mittig angreifende Kraft  $F(\Delta z_{\odot})$  von:

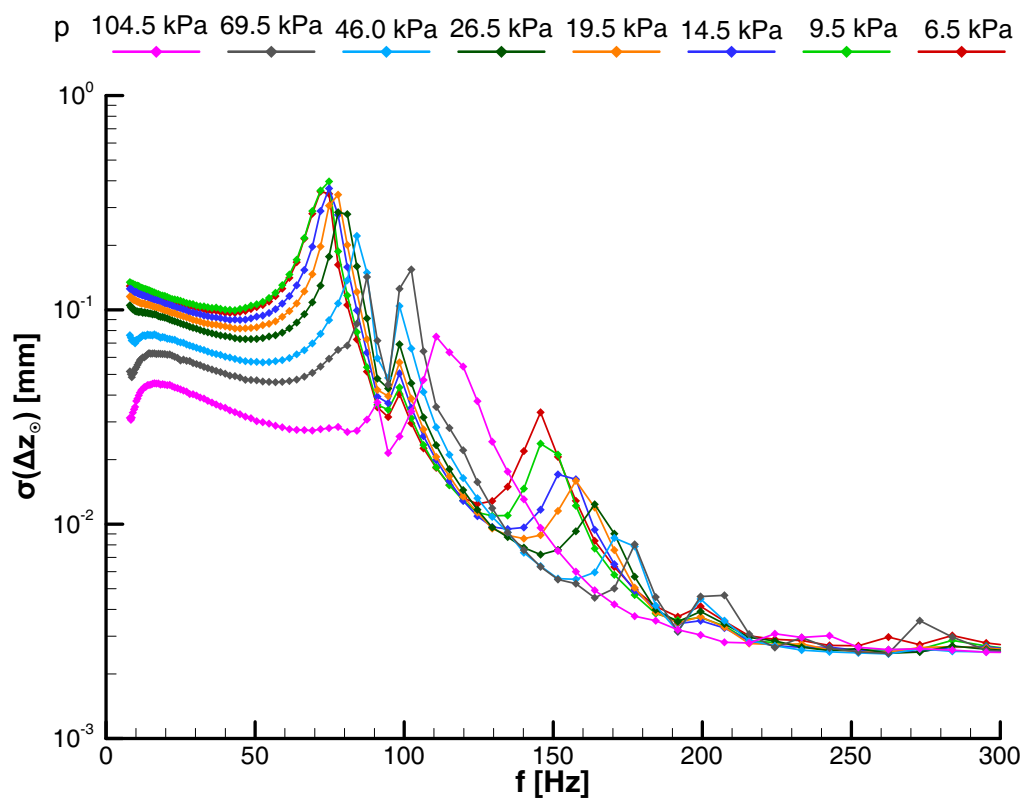
$$F(\Delta z_{\odot}) = 192 \Delta z_{\odot} \frac{EI_y}{l^3} = 16 \Delta z_{\odot} \frac{Ebd^3}{l^3} \quad (2.21)$$

Das Volumen der Kavität unter der elastischen Platte  $V$  verringert sich durch die Verformung der Platte etwa um die Hälfte des Produkts aus der Plattenlänge  $l$ , der Plattenbreite  $b$  und der Verschiebung in der Plattenmitte  $\Delta z_{\odot}$ . Damit steigt der Druck in der Kavität  $p$  um den





(a) Vergleich zwischen geöffneter und geschlossener Messgondel bei 100 kPa Umgebungsdruck



(b) Einfluss des Druckniveaus bei Druckausgleich in der Kavität

**Abbildung 2.17:** Einfluss der Kavität auf die Eigenfrequenzen der elastischen Platte

Betrag  $\Delta p(\Delta z_{\odot})$ .

$$\Delta p(\Delta z_{\odot}) = \frac{pV}{V - \Delta V} - p = \frac{p}{\frac{V}{\Delta V} - 1} \stackrel{\Delta V \ll V}{\approx} p \frac{\Delta V}{V} = p \Delta z_{\odot} \frac{lb}{2V} \quad (2.22)$$

Nimmt man an, dass die Hälfte der Kraft der Druckdifferenz auf die elastische Platte als zusätzliche rückstellende Kraft wirkt und die Gesamtmasse  $m$  der Platte etwa um die Hälfte von  $\Delta z_{\odot}$  ausgelenkt wird, so kann die Resonanzfrequenz  $f(p)$  bestimmt werden.

$$f(p) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{F(\Delta z_{\odot}) + \Delta p(\Delta z_{\odot}) \cdot lb}{0.5 \Delta z_{\odot} m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{32 \frac{Ed^2}{\rho l^4} + \frac{plb}{2\rho V d}} \quad (2.23)$$

Mit den bekannten Werten ( $l = 0.3 \text{ m}$ ,  $b = 0.2 \text{ m}$ ,  $d = 1.47 \text{ mm}$ ,  $E = 206 \text{ GPa}$ ,  $\rho = 7900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $V \approx 0.0021 \text{ m}^3$ ) ergeben sich damit die folgenden Frequenzen abhängig vom Druck.

$p$	kPa	104.5	69.5	46.0	26.5	19.5	14.5	9.5	6.5
$f(p)$	Hz	94.3	88.3	84.3	80.4	79.0	78.0	77.0	76.4

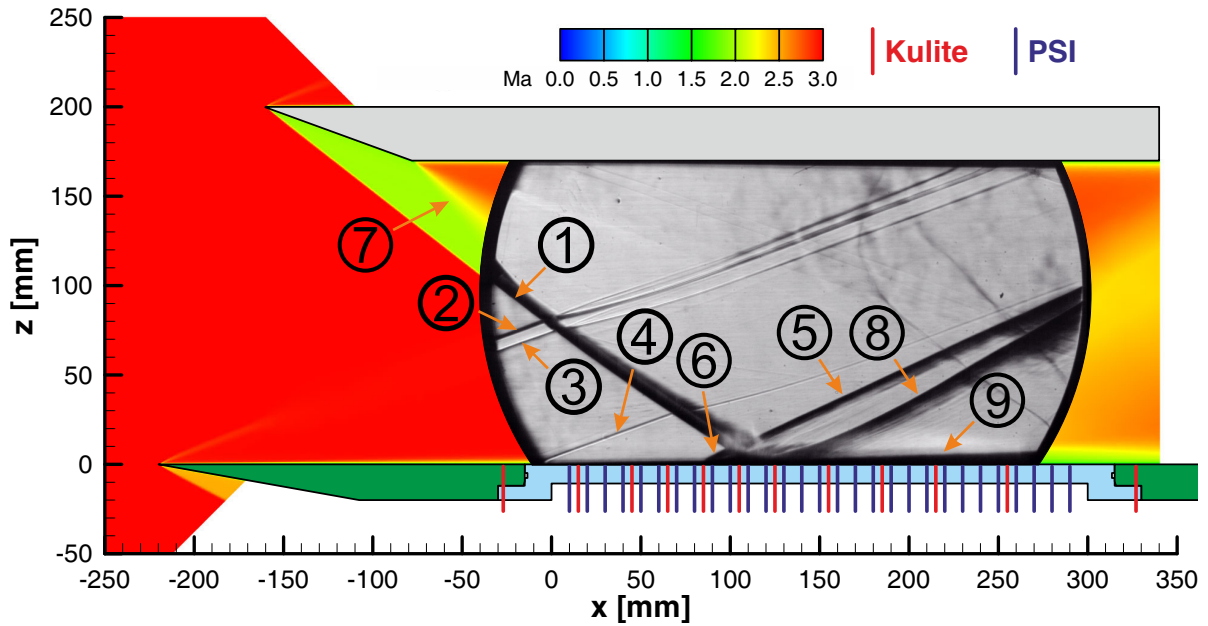
Die Werte stimmen gut mit den Frequenzen der ersten Peaks aus Abbildung 2.17b überein. Die Erklärung mit der Kavität als Gasfeder ist somit plausibel.

## 2.3 Ergebnisse der Experimente

### 2.3.1 Schlierenaufnahmen

Abbildung 2.18 zeigt ein Schlierenbild der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte bei Mach 3.0. Diese ist in die Machzahlverteilung einer 2D-Simulation eingebettet, um die Lage der Modellkomponenten und die Herkunft der verschiedenen Stöße zu verdeutlichen. Des Weiteren sind die Positionen der Kulite-Sensoren und der PSI-Druckbohrungen eingezeichnet. Die Situation hat große Ähnlichkeit mit dem Schema aus Abbildung 1.1. Im Schlierenbild ist der Schrägstoß ①, der durch den Stoßgenerator erzeugt wird, gut zu erkennen. Sichtbar sind aber auch leichte Störungen von der Plattenvorderkante ②, dem Tripping ③ und den Nietköpfen ④. Am Auftreffpunkt des Stoßes bildet sich eine Ablöseblase ⑥. Dadurch hat der reflektierte Stoß ⑤ seinen Ursprung stromauf des extrapolierten Auftreffpunktes des einfallenden Stoßes. Etwa parallel zum reflektierten Stoß verläuft stromab ein weiterer Stoß ⑧, der durch die Umlenkung nach der Ablöseblase entsteht. Deutlich ist auch eine Aufdickung der Grenzschicht nach dem Stoß zu erkennen ⑨.

Die Hochgeschwindigkeits-Schlieren-Aufnahmen offenbaren, dass der erzeugte Schrägstoß ① sehr stabil in der Strömung steht. Dagegen verändert sich die Größe der Ablöseblase mit der Zeit und damit auch die Position des reflektierten Stoßes ⑤. Abbildung 2.19 zeigt für jede untersuchte Machzahl ein Einzelbild der Schlierenaufnahmen. Die Position der Stöße und deren Winkel lassen sich automatisiert bestimmen. Ein selbst entwickeltes Programm, basierend auf der OpenCV-Bibliothek [7], stabilisiert zunächst das Bild anhand von Markern auf den Windkanalfenstern, die in den beiden oberen Ecken zu erkennen sind. Anschließend werden ein

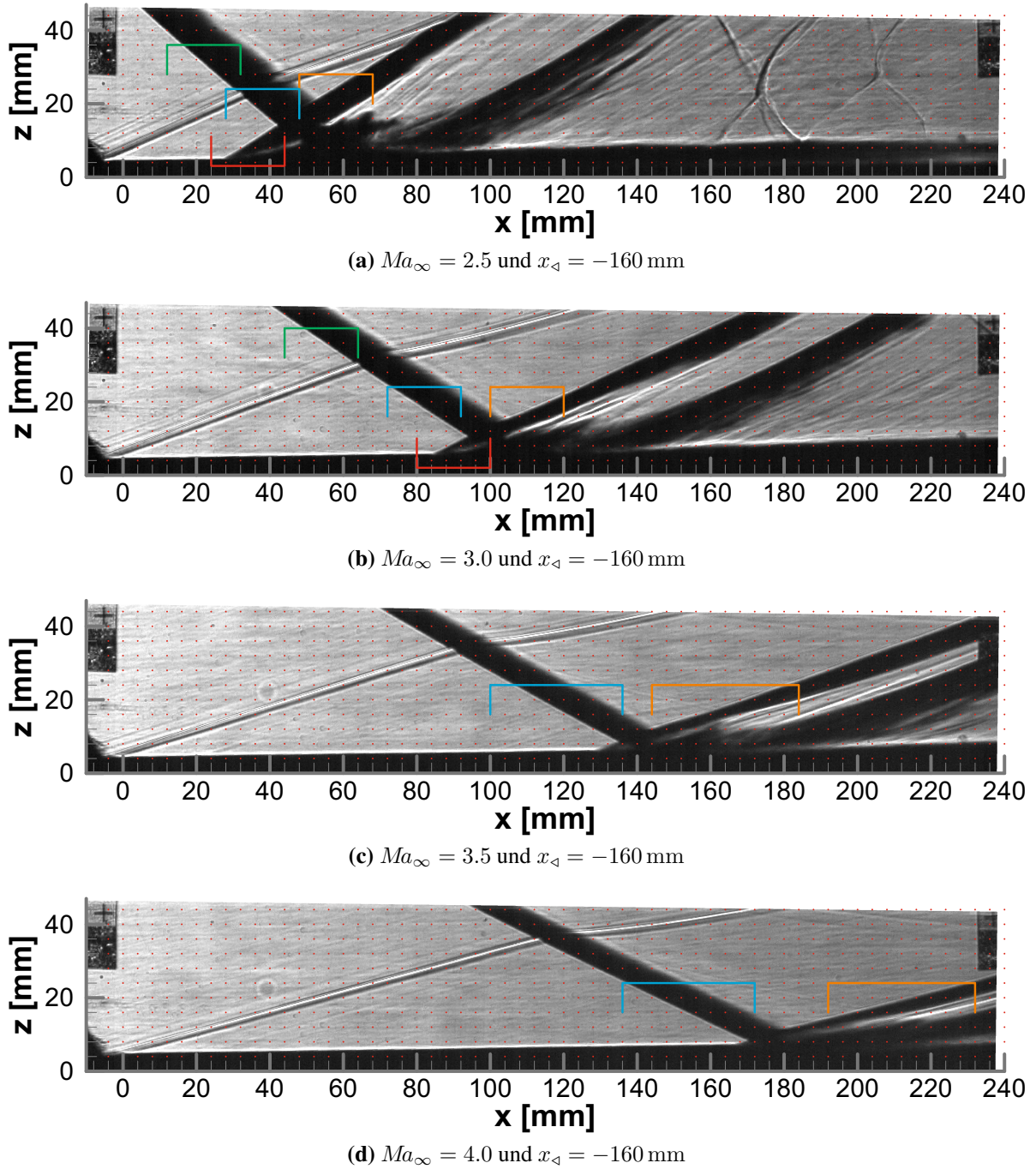


**Abbildung 2.18:** Schlierenaufnahme der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte bei  $Ma_\infty = 3.0$ , eingebettet in die Machzahlverteilung einer 2D-Simulation

Gaussian-Blur-Filter und ein Canny-Kantenfilter verwendet, um die Stöße zu detektieren. Mit verschiedenen Filtern können die Punkte des gesuchten Stoßes extrahiert werden. Anhand der Ausgleichsgeraden dieser Punkte lassen sich der Winkel und die Position des Stoßes für jedes Einzelbild bestimmen. So werden der Winkel  $\beta$  zwischen der  $x$ -Achse und dem generierten Stoß so wie der Winkel  $\gamma$  zwischen der  $x$ -Achse und dem reflektierten Stoß bestimmt. Die Extrapolation der Ausgleichsgeraden bis  $y = 0$  mm ergibt den Auftreffpunkt des generierten Stoßes  $x_{\text{imp}}$  beziehungsweise den Fußpunkt des reflektierten Stoßes  $x_{\text{ref}}$  (siehe auch Abbildung 1.1).

Bei Mach 2.5 und Mach 3.0 ist die Ablöseblase so groß, dass die Lage des reflektierten Stoßes dort zuverlässig bestimmt werden kann, also in den Bereichen, die in den Abbildungen 2.19a und 2.19b mit roten Rahmen gekennzeichnet sind. Bei den höheren Machzahlen kann die Lage des reflektierten Stoßes nur nach der Kreuzung mit dem generierten Stoß bestimmt werden; diese Bereiche sind durch orangene Rahmen gekennzeichnet. Da der generierte Stoß oberhalb der Interaktionszone leicht gekrümmt ist, macht es einen Unterschied, ob dessen Lage weiter unten (blaue Rahmen) oder weiter oben (grüne Rahmen) bestimmt wird.

Zur Veranschaulichung der Größen aus den Schlierenaufnahmen und deren Streuung dienen die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF). Der Wert der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion an der Position  $t$  wird aus den  $n$  Datenpunkten  $x_j$  mit einem Kerndichteschätzer mit normalverteilten Kernen  $k$  berechnet. Die Breite der Kerne  $h$  wird nach den Empfehlungen von Silverman [106] aus der Standardabweichung  $\sigma$  und dem Interquartil  $IQR$  bestimmt. Steht nur ein sehr kleiner Bereich für die Auswertung zur Verfügung, so ist die Winkelauflösung gering und die Fensterbreite muss nach unten auf  $0.2^\circ$  begrenzt werden. Zur Erhöhung der Verarbeitungsge-



**Abbildung 2.19:** Schlierenaufnahmen bei verschiedenen Machzahlen

schwindigkeit werden die Werte der Kerne  $k(t)$  für  $t < -7$  oder  $t > 7$  vernachlässigt.

$$PDF(t) = \frac{1}{nh} \sum_{j=1}^n k\left(\frac{t - x_j}{h}\right) \wedge k(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}t^2} \wedge h = \frac{1.06}{\sqrt[5]{n}} \min\left(\sigma, \frac{IQR}{1.34}\right) \quad (2.24)$$

In Abbildung 2.20a ist zu sehen, dass bei Mach 2.5 der Winkel des generierten Stoßes im oberen Bereich der Schlierenaufnahme  $40.9^\circ$  und im unteren Bereich  $39.8^\circ$  beträgt. Dafür ist

es praktisch unerheblich, ob der steife oder der elastische Einsatz verwendet wird. Die größere Streuung der Werte im unteren Bereich wird durch den kleinen Bildausschnitt verursacht, da dieser durch die Störungen und die Ablöseblase begrenzt wird. Bei Mach 3.0 beträgt der Winkel  $\beta$  im oberen Bereich  $34.4^\circ$  und ist unabhängig vom Einsatz. Beim steifen Einsatz beträgt der Winkel im unteren Bereich  $33.0^\circ$ , bei elastischen Einsatz dagegen  $33.9^\circ$ . Hier hat die Expansion an der nach unten gekrümmten Platte also einen messbaren Einfluss auf den einfallenden Stoß. Der extrapolierte Auftreffpunkt des generierten Stoßes ändert sich durch die unterschiedlichen Stoßwinkel ebenfalls geringfügig, wie in Abbildung 2.21a zu sehen ist.

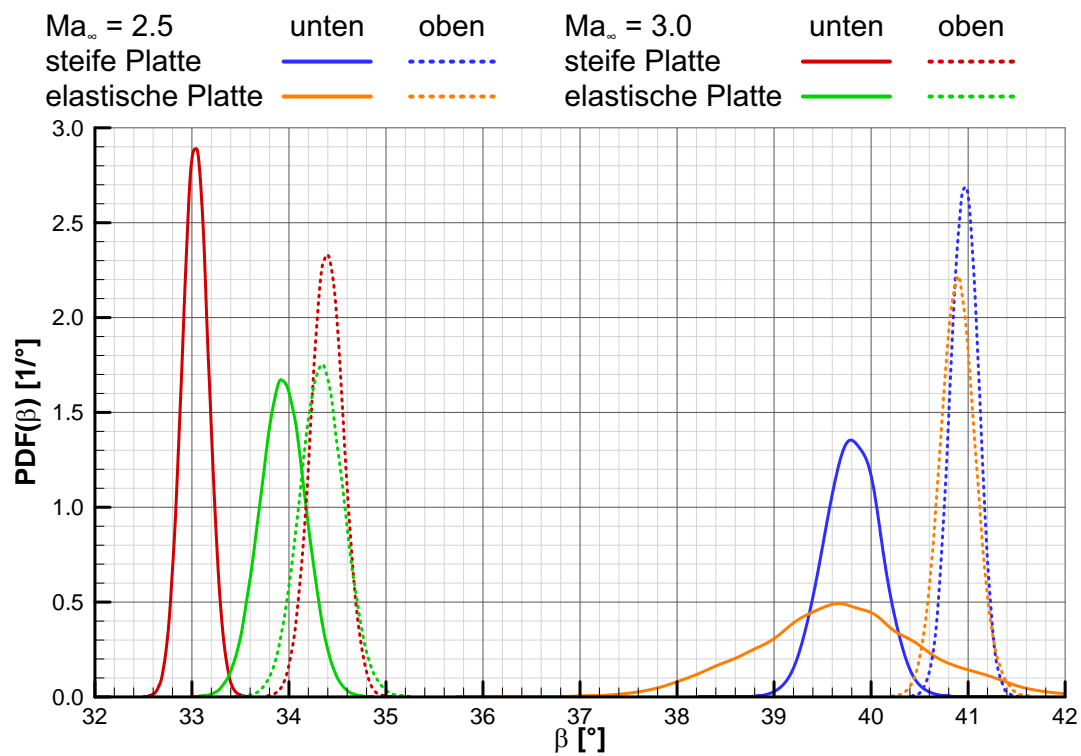
In Abbildung 2.20b sind die ermittelten Winkel des reflektierten Stoßes eingetragen. Die Streuung dieser Werte ist deutlich größer als bei dem einfallenden Stoß, was auf die Fluktuationen der Ablöseblase zurückzuführen ist. Sowohl bei Mach 2.5 als auch bei Mach 3.0 verringert sich der Stoßwinkel  $\gamma$  durch die Interaktion mit dem einfallenden Stoß; bei Mach 3.0 ist die Änderung deutlich größer als bei Mach 2.5. Beim elastischen Einsatz verläuft der reflektierte Stoß flacher als beim steifen Einsatz, der Unterschied ist bei beiden Machzahlen etwa gleich, ist aber nach der Stoßkreuzung etwas größer. Auf den extrapolierten Fußpunkt sind die gleichen Einflüsse festzustellen (Abbildung 2.21b). Hier sind die Fluktuationen auf dem elastischen Einsatz in jedem Fall größer als auf dem steifen Einsatz.

Die Abbildung 2.22a zeigt die Winkel beider Stöße für alle Machzahlen. Für Mach 3.0 und größer trifft der generierte Stoß etwa  $1^\circ$  steiler auf die elastische als auf die steife Platte. Bei Mach 2.5 trifft der Stoß so weit vorne auf die elastische Platte, dass sich die Verformung nicht messbar auswirkt. Der reflektierte Stoß verläuft auf der elastischen Platte immer flacher als auf der steifen Platte. Der Unterschied sinkt allerdings mit der Machzahl. In Abbildung 2.22b sind die Positionen der beiden Stöße für alle Machzahlen eingetragen. Mit Ausnahme von Mach 2.5 trifft der generierte Stoß früher auf die elastische Platte als auf die steife Platte. Für Mach 2.5 und Mach 3.0 liegt der Ursprung des reflektierten Stoßes auf der elastischen Platte weiter stromauf, für Mach 3.5 weiter stromab und bei Mach 4.0 ist der Ursprung etwa der gleiche, wie auf der steifen Platte. Aus diesem Diagramm lässt sich auch die Interaktionslänge  $L_{\text{int}}$  bestimmen (siehe Gleichung (1.1)). Sie wird mit steigender Machzahl etwas größer.

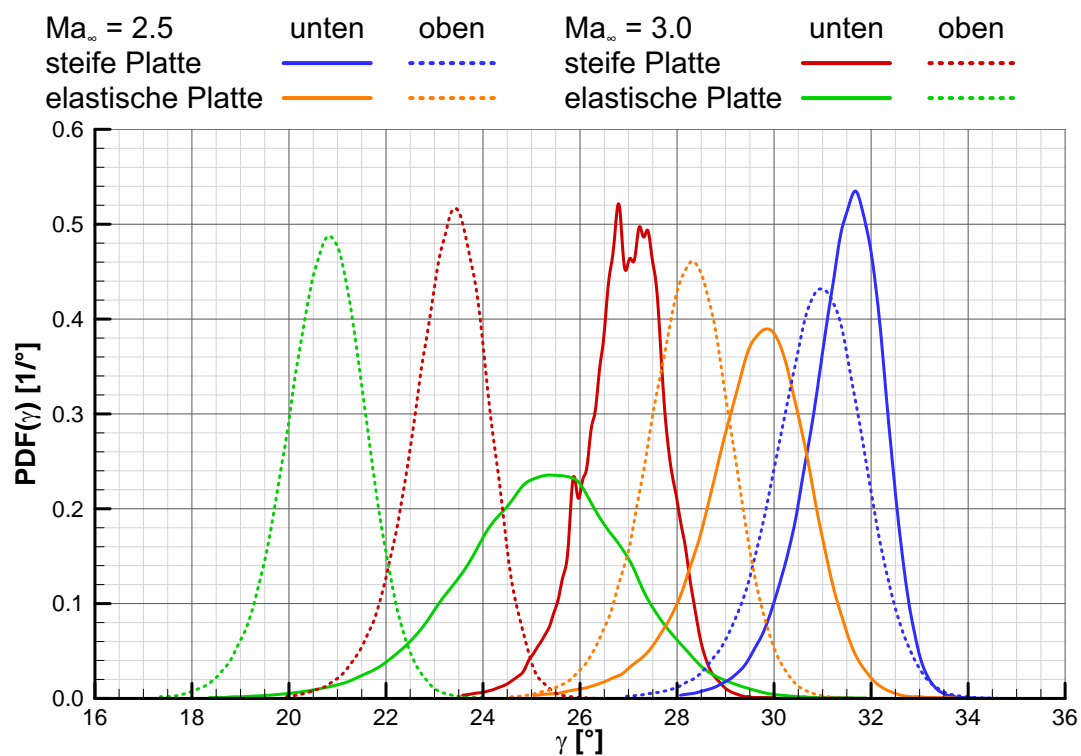
Da die Stoßposition zeitgenau bestimmt wird, lassen sich damit auch Spektren, wie die spektrale Leistungsdichte (PSD), berechnen. In Abbildung 2.23 sind die Spektren aus  $x_{\text{ref}}$  für Mach 2.5 und Mach 3.0 für die steife und die elastische Platte gezeigt, beide Achsen sind logarithmisch aufgetragen. Die Abszisse ist sowohl als Frequenz als auch als Strouhal-Zahl angegeben. Die Strouhal-Zahl  $S_L$  normiert die Frequenz  $f$  mit der Interaktionslänge  $L_{\text{int}}$  und der Geschwindigkeit der Anströmung  $v_\infty$ .

$$S_L = \frac{f \cdot L_{\text{int}}}{v_\infty} \quad (2.25)$$

Entgegen den Ergebnissen von Dupont u. a. [24] und Estruch u. a. [30] ist hier allerdings keine signifikante Frequenz zu erkennen. Die Fluktuationen erscheinen chaotisch, es gibt ein paar kleinere Peaks und einen deutlichen Rückgang der Amplituden oberhalb von 500 Hz. Während sich bei Mach 2.5 die Spektren auf der steifen und der elastischen Platte sehr ähnlich sehen, sind bei Mach 3.0 durchgängig größere Amplituden auf der elastischen als auf der steifen Platte zu verzeichnen.

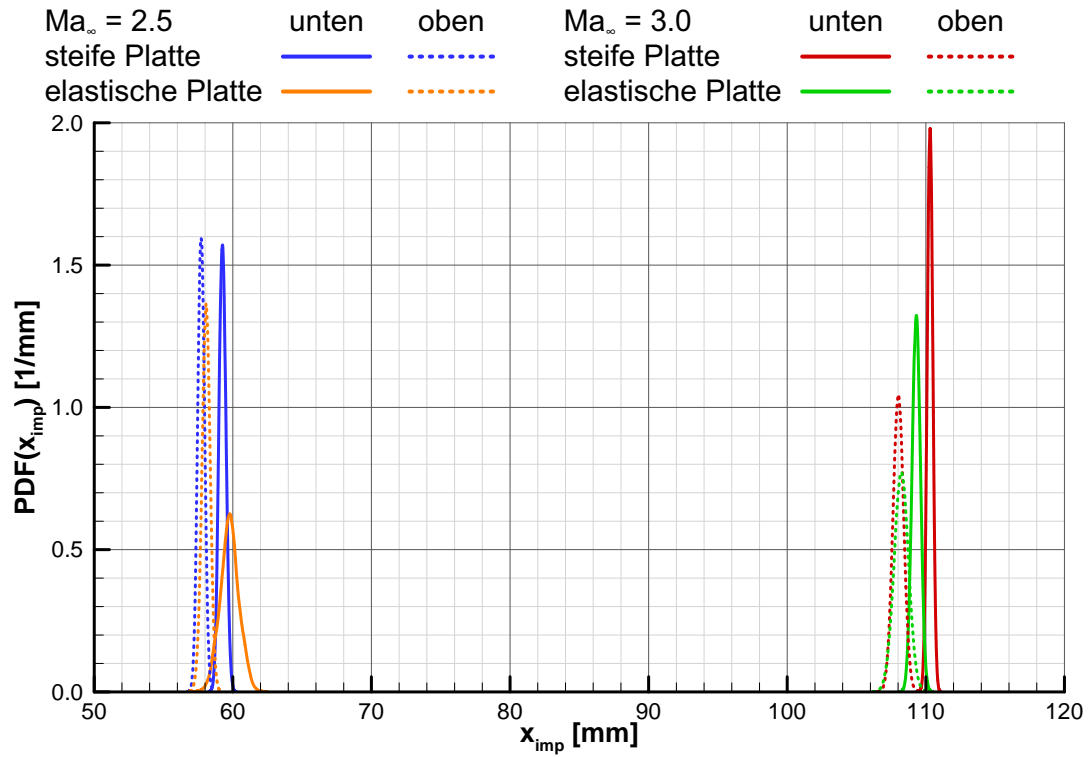
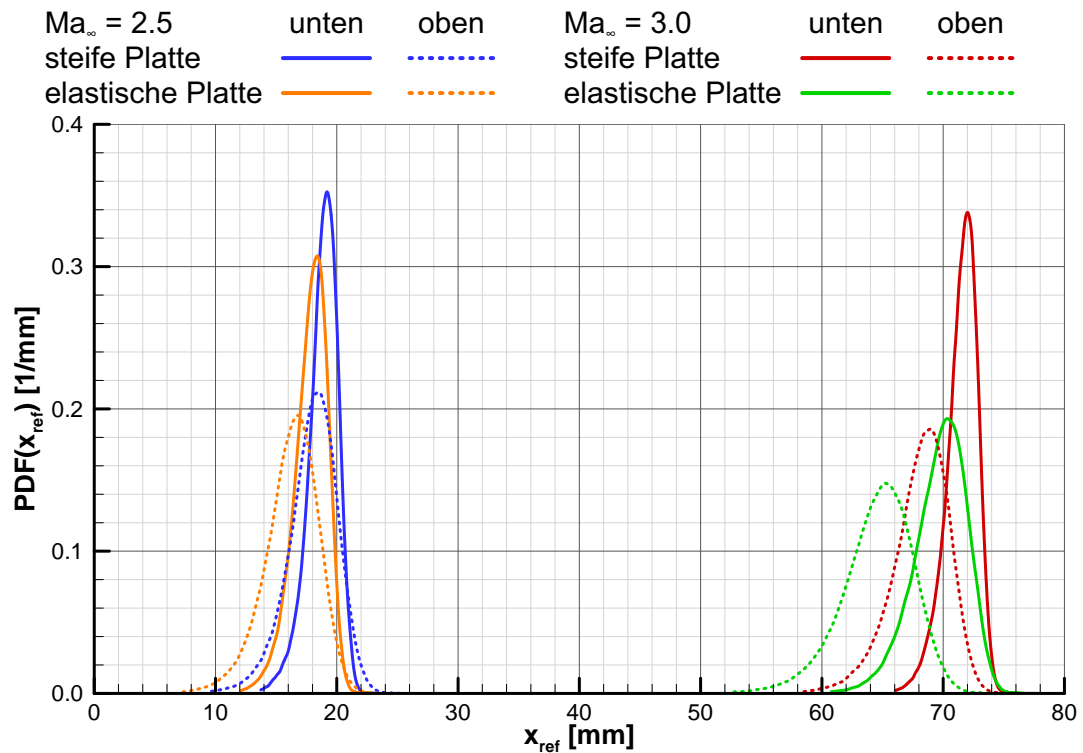


(a) Winkel des generierten Stoßes  $\beta$

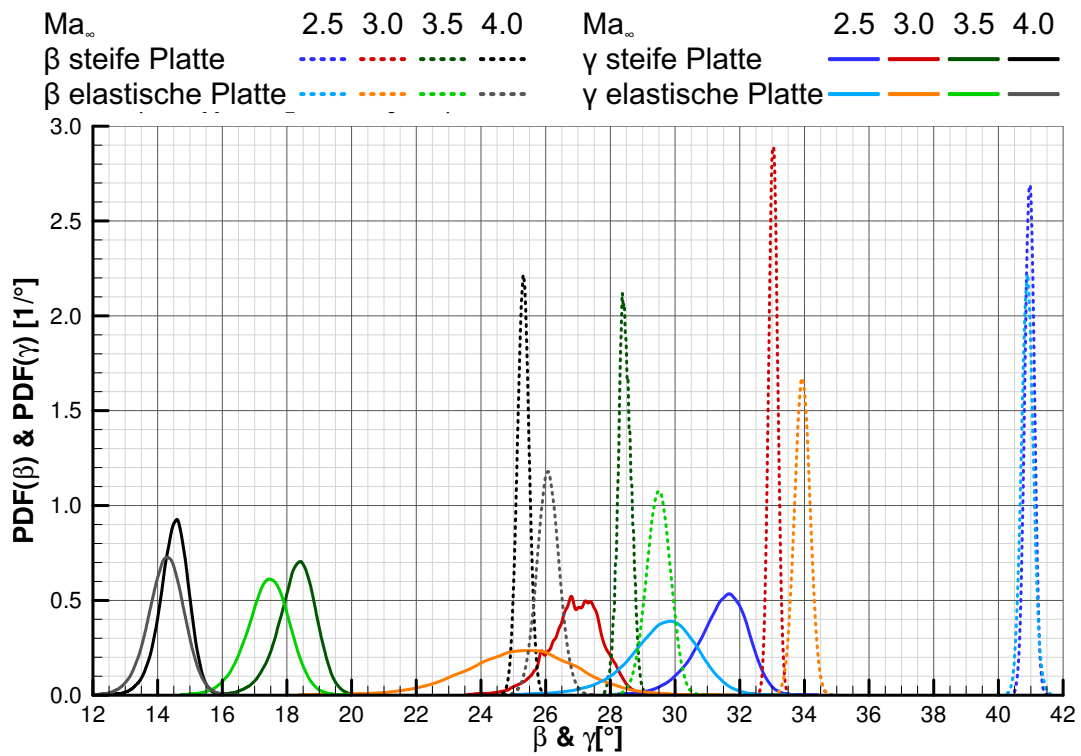


(b) Winkel des reflektierten Stoßes  $\gamma$

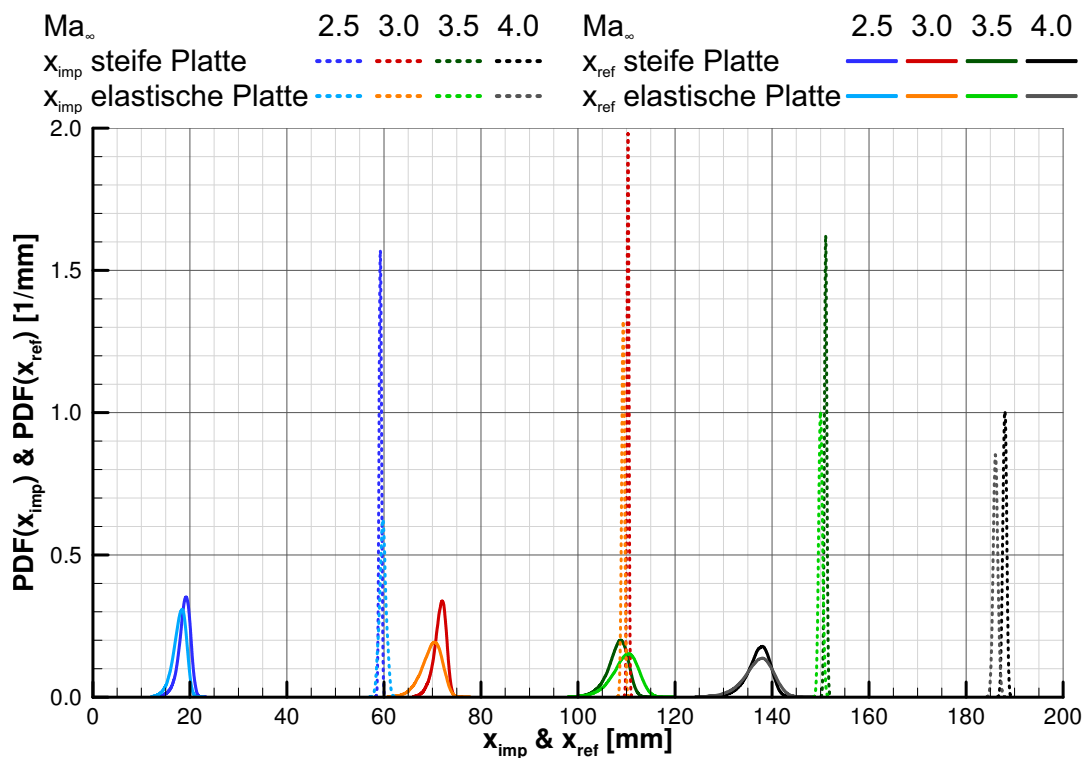
**Abbildung 2.20:** Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Stoßwinkel aus den Schliereaufnahmen


(a) Auftreffpunkt des generierten Stoßes  $x_{imp}$ 

(b) Fußpunkt des reflektierten Stoßes  $x_{ref}$ 
**Abbildung 2.21:** Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Stoßpositionen aus den Schlie-renaufnahmen





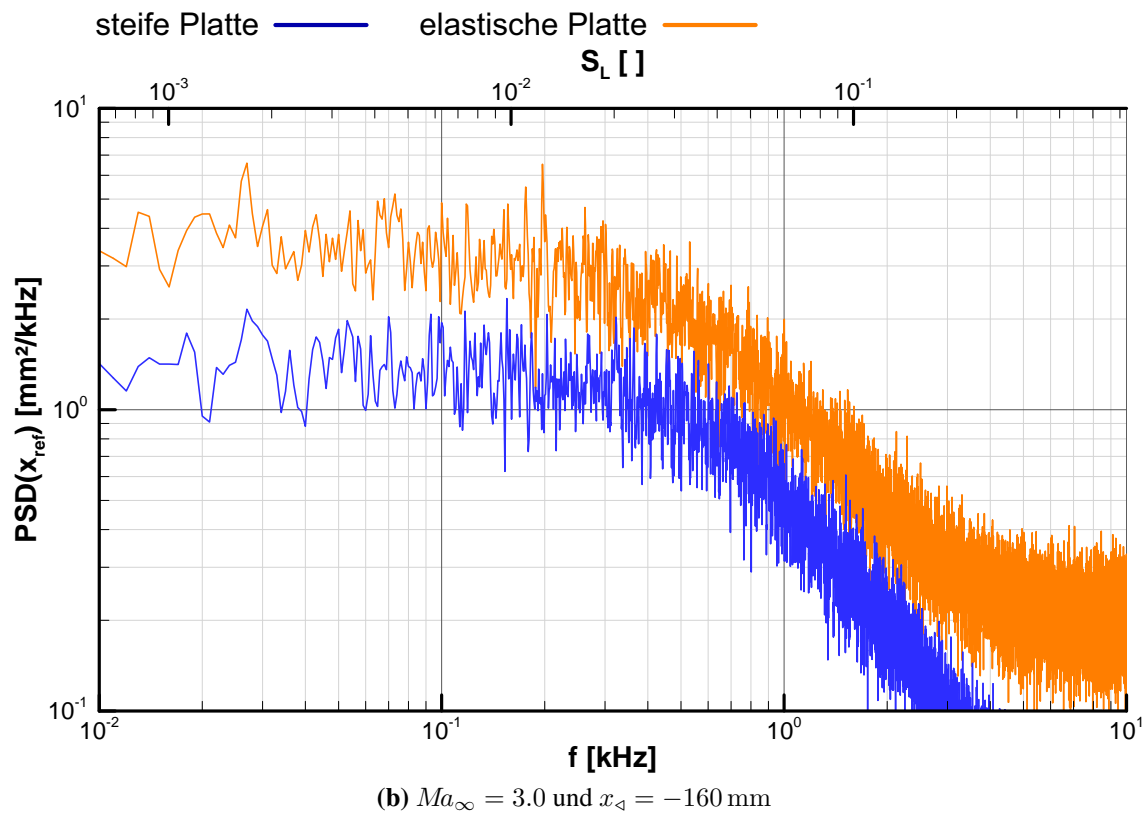
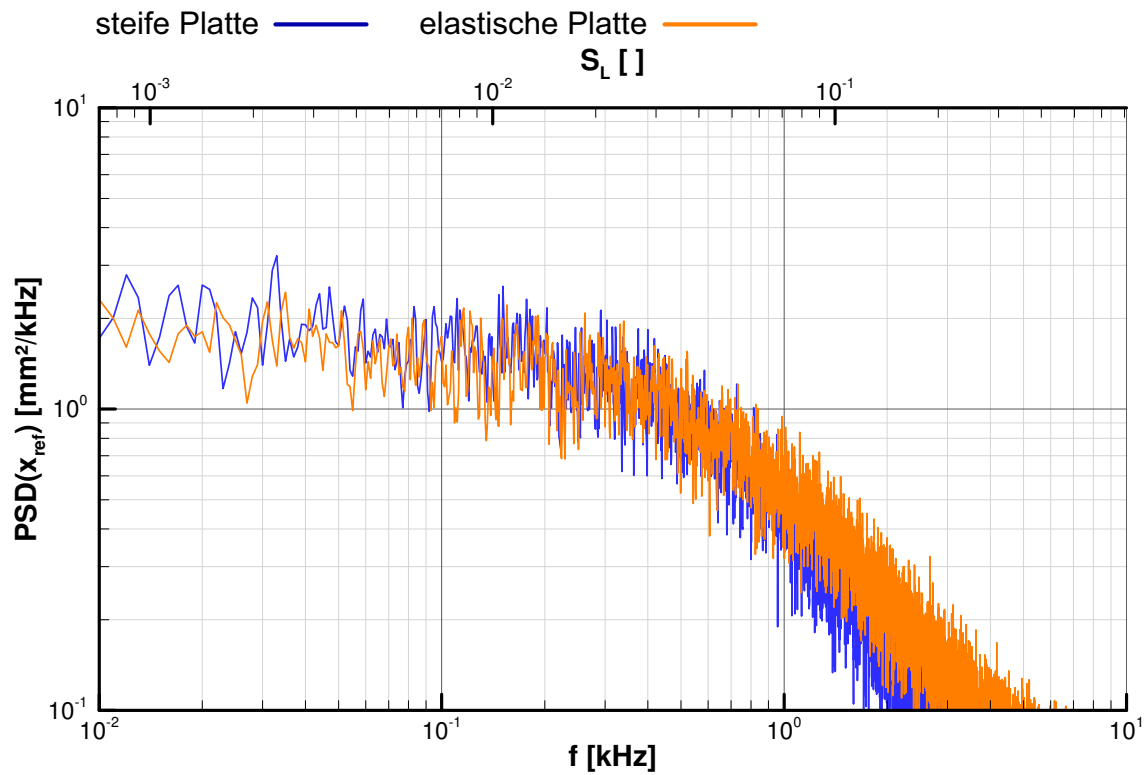
(a)  $\beta$  und  $\gamma$  für alle Machzahlen



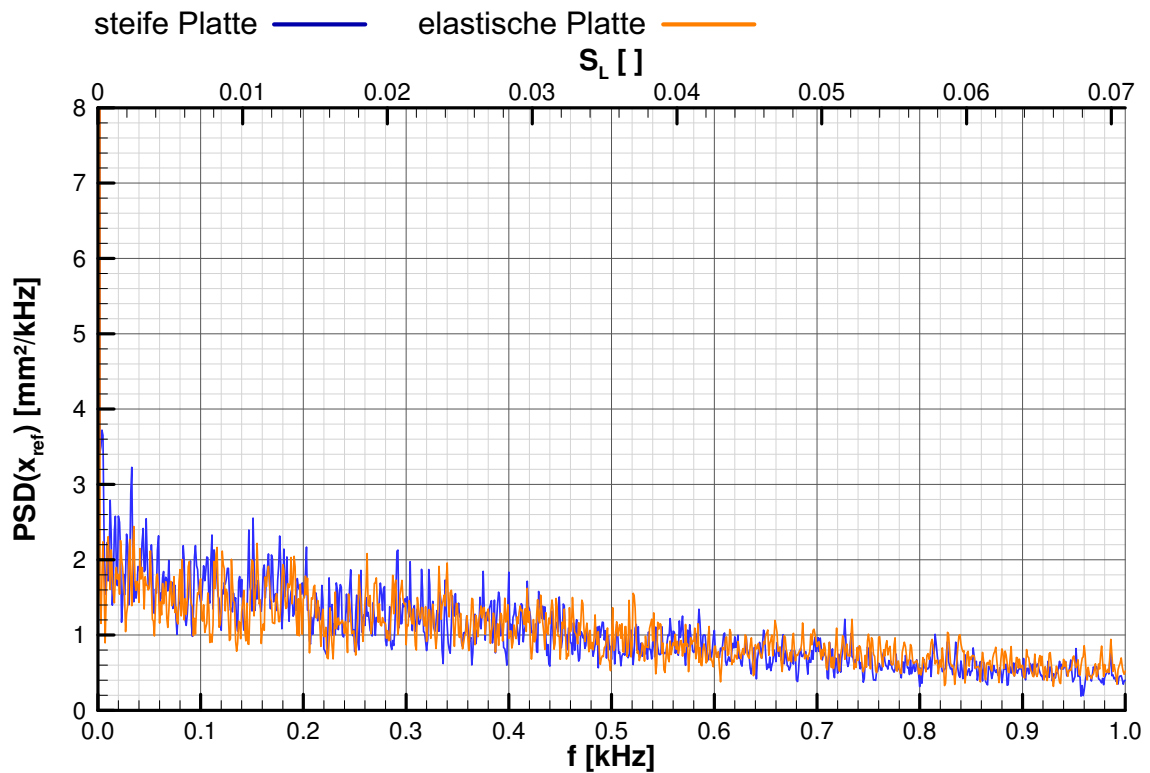
(b)  $x_{\text{imp}}$  und  $x_{\text{ref}}$  für alle Machzahlen

**Abbildung 2.22:** Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) verschiedener Größen für alle Machzahlen aus den Schlierenaufnahmen

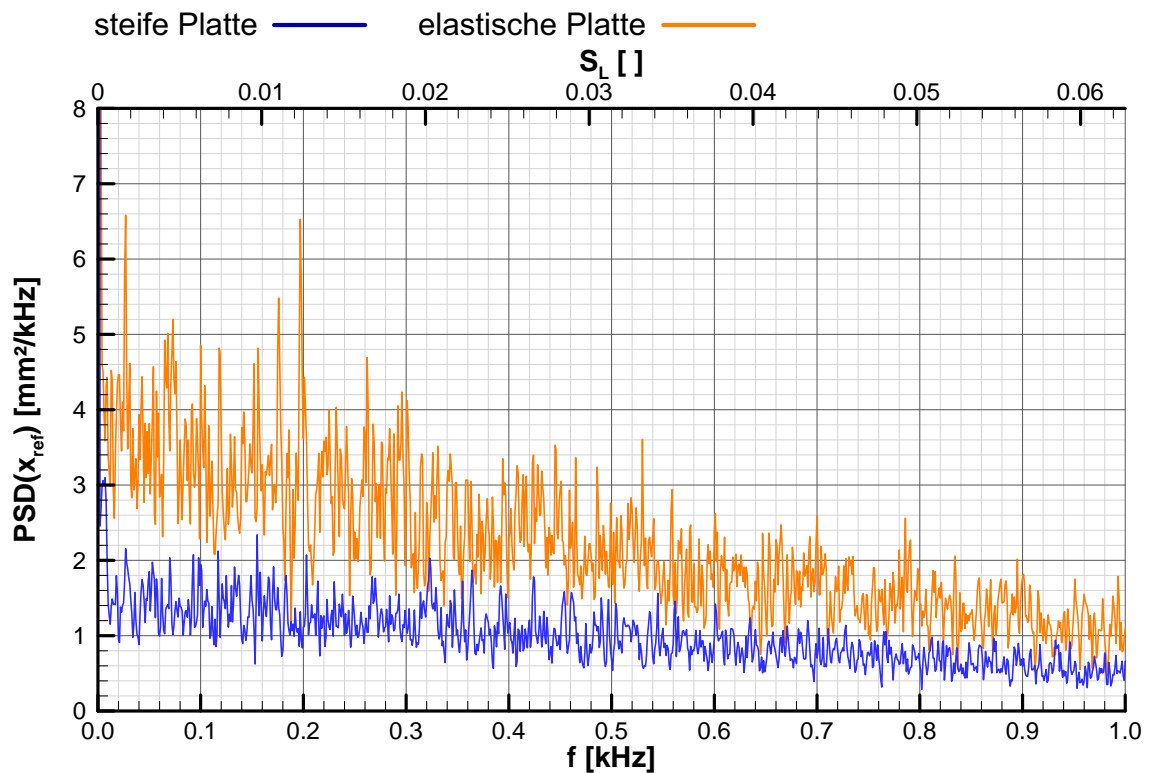




**Abbildung 2.23:** Logarithmische Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus der Bewegung des reflektierten Stoßes  $x_{ref}$

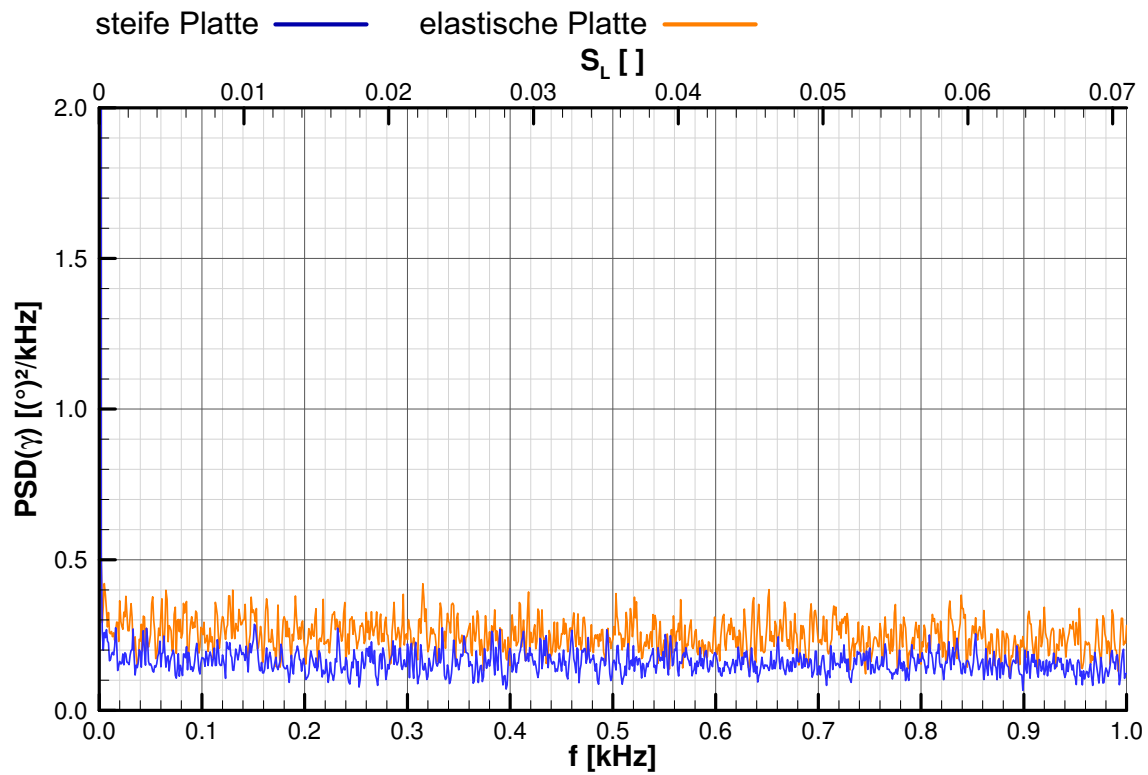
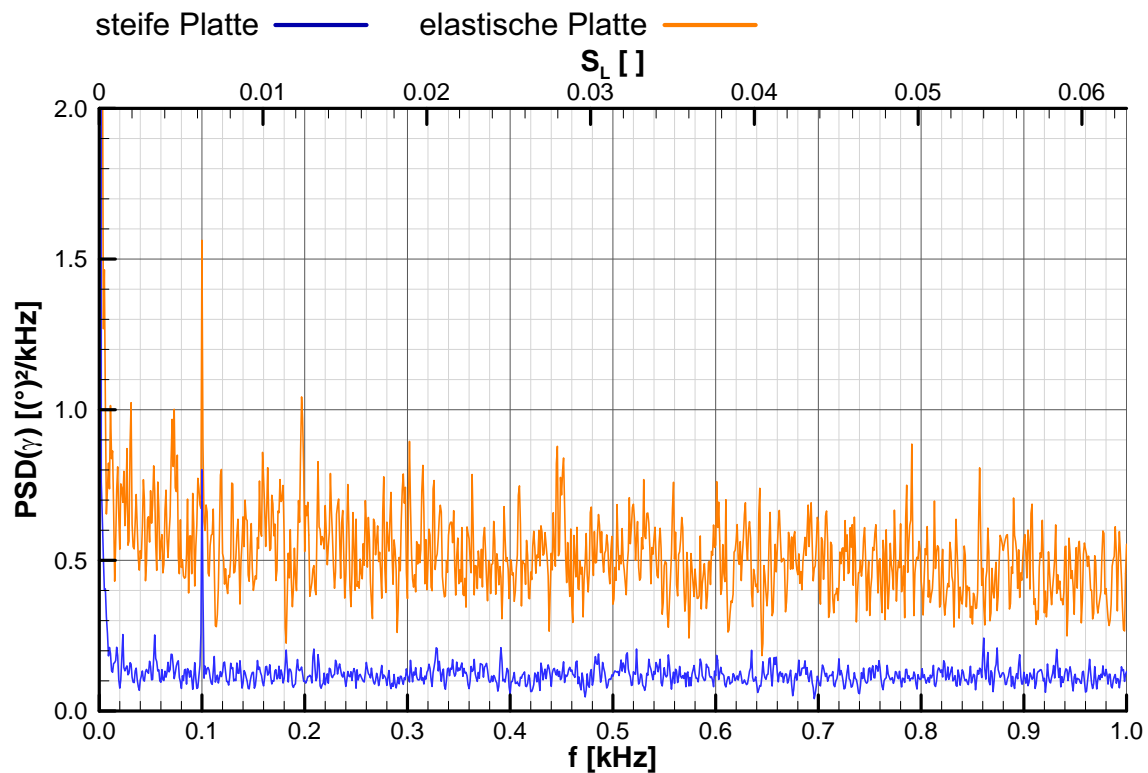


(a)  $Ma_\infty = 2.5$  und  $x_{ref} = -160$  mm



(b)  $Ma_\infty = 3.0$  und  $x_{ref} = -160$  mm

**Abbildung 2.24:** Lineare Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus der Bewegung des reflektierten Stoßes  $x_{ref}$

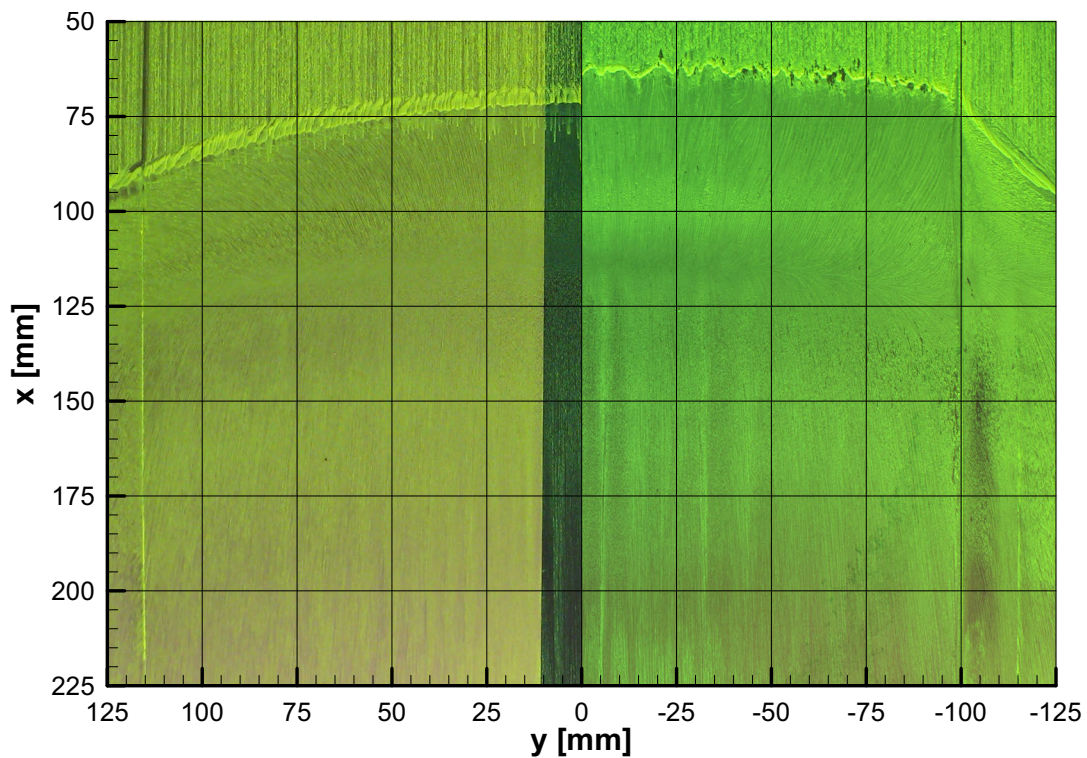
(a)  $Ma_\infty = 2.5$  und  $x_a = -160$  mm(b)  $Ma_\infty = 3.0$  und  $x_a = -160$  mm**Abbildung 2.25:** Lineare Auftragung der Leistungsdichtespektren (PSD) aus dem Winkel des reflektierten Stoßes  $\gamma$

In Abbildung 2.24 sind die gleichen Spektren mit linearen Achsen eingetragen. Wieder ist bei Mach 2.5 kein prinzipieller Unterschied zwischen der elastischen und der steifen Platte festzustellen. Es sind auch hier keine signifikanten Peaks erkennbar. Bei Mach 3.0 zeigen sich Unterschiede zwischen der elastischen und der steifen Platte insbesondere im niedrigen Frequenzbereich. Im Gegensatz zur steifen Platte treten bei der elastischen Platte auch ein paar Peaks deutlich hervor. Die drei auffälligsten Peaks sind bei 25 Hz, 175 Hz und 200 Hz.

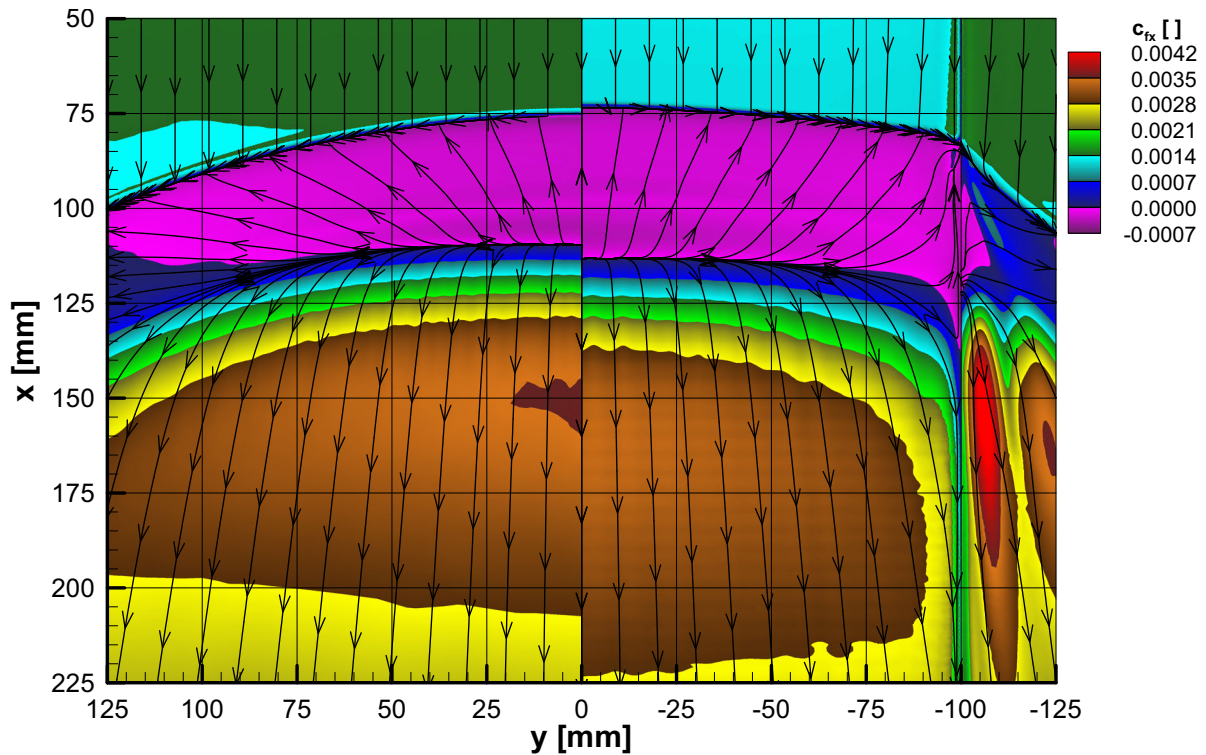
Abbildung 2.25 zeigt die Spektren aus dem Winkel des reflektierten Stoßes für Mach 2.5 und Mach 3.0. Auch hier sind für Mach 2.5 keine deutlichen Unterschiede zwischen der elastischen und der steifen Platte zu bemerken. Bei Mach 3.0 sind dagegen größere Unterschiede feststellbar. Auffällig ist hier insbesondere ein Peak bei 100 Hz, der sowohl auf der steifen als auch auf der elastischen Platte hervorsticht. Die Frequenz legt nahe, dass dieser Peak mit den Helligkeitsschwankungen der Schlierenlampe zusammenhängt, da diese mit Netzstrom betrieben wird und sich positive und negative Ströme gleich auswirken. Dagegen spricht allerdings die Tatsache, dass bei Mach 2.5 kein solcher Peak festzustellen ist, obwohl die Situation und damit die Empfindlichkeit der beiden Versuche mit elastischer und steifer Platte sich jeweils ähnlicher sein sollten. Der zweitgrößte Peak im Spektrum bei Mach 3.0 auf der elastischen Platte liegt bei 200 Hz, er ist allerdings nicht wesentlich größer als viele andere Peaks. Bei 25 Hz und 175 Hz sind hier keine Peaks vorhanden.

### 2.3.2 Ölfilmbilder

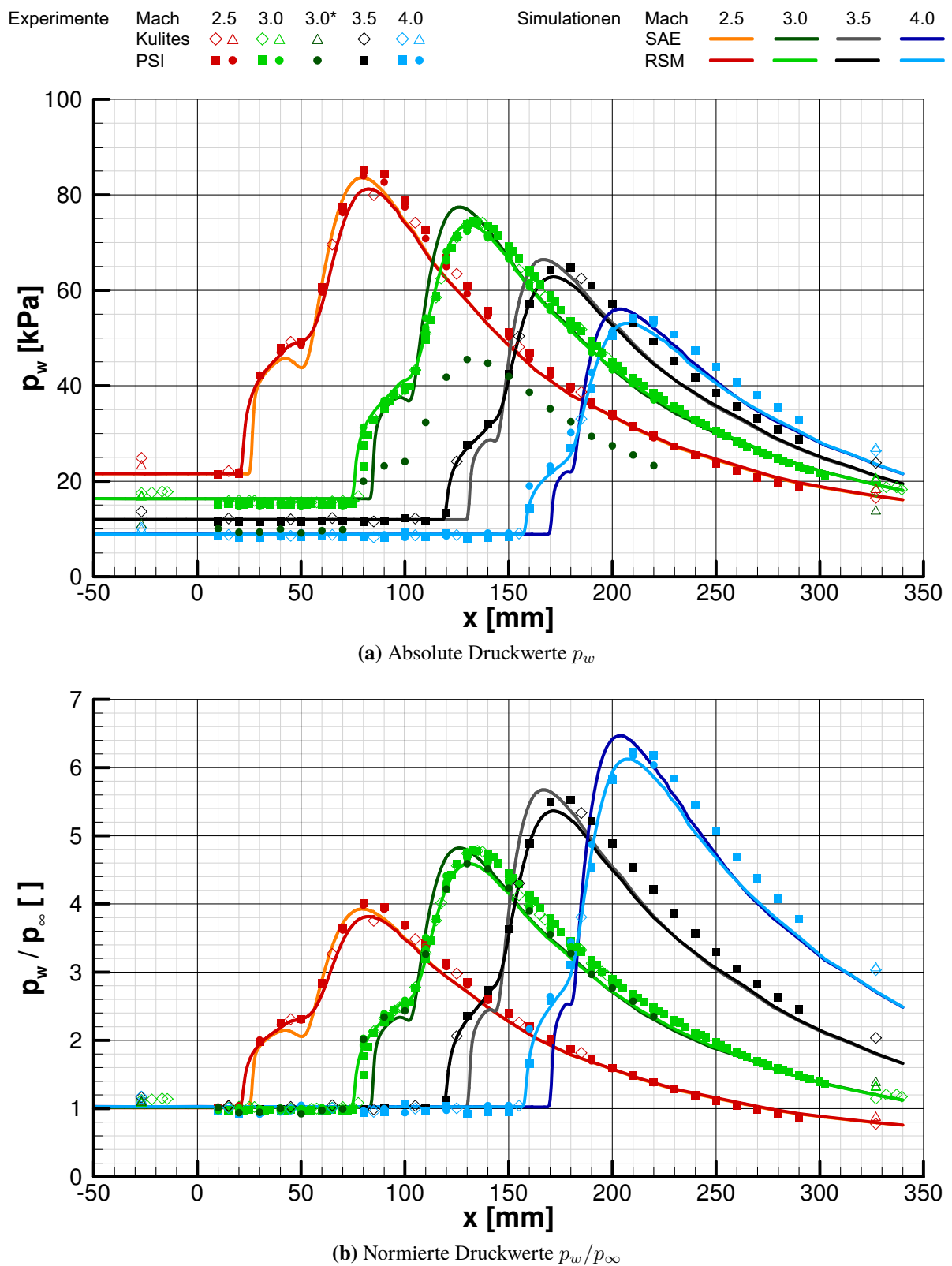
Die Ölfilmtechnik ermöglicht es, die Richtung der Wandschubspannungen im Experiment zu visualisieren. Abbildung 2.26a zeigt auf der linken Seite (negative  $y$ -Werte) ein Ölfilmbild auf der steifen Platte und auf der rechten Seite ( $0 < y < 100$  mm) eines auf der elastischen Platte. Damit lässt sich gut erkennen, dass der Stoß auf der steifen Platte deutlich gekrümmt und auf der elastischen Platte fast gerade ist. Für die Begradigung der Stoßfront sind vermutlich die Eckenwirbel verantwortlich, die sich auf beiden Seiten ausbilden, wo der Stoß auf die Stufe zwischen der elastischen Platte und der Grundplatte trifft. Des Weiteren lässt sich mit den Ölfilmbildern der Bereich der Ablösung bestimmen. In der Symmetrieebene ( $y = 0$  mm) beginnt die Ablösung auf der steifen Platte bei  $x = 72$  mm und auf der elastischen Platte bei  $x = 65$  mm. Der Beginn des Ablösegebiets auf der steifen Platte stimmt mit den Fußpunkt des reflektierten Stoßes aus Abbildung 2.21b überein. Für die elastische Platte stimmen diese Werte nicht überein, da der Fußpunkt im Diagramm nur bis  $z = 0$  mm extrapoliert ist. Eine Extrapolation bis zur Plattenoberfläche unter Berücksichtigung der Durchbiegung (Abbildung 2.32) liefert eine bessere Übereinstimmung. Die Ablösung endet für die steife Platte bei  $x = 112$  mm und die elastische Platte bei  $x = 115$  mm. Schließlich kann man in den Ölfilmbildern erkennen, dass die Strömung vor der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung feiner strukturiert ist als danach; die Strukturen könnten ein Hinweis auf Längswirbel im Nachlauf sein. Auf der elastischen Platte erscheinen die Strukturen etwas stärker ausgeprägt zu sein.



(a) Ölfilmbild


(b) 3D-Simulation mit RSM-Modell: Die Farben geben den lokalen Reibungsbeiwert in  $x$ -Richtung  $c_{fx}$  an.

**Abbildung 2.26:** Richtung der Wandschubspannungen bei  $Ma_\infty = 3.0$  auf der steifen Platte (links) und der elastischen Platte (rechts)



**Abbildung 2.27:** Statische Druckverteilung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte, bei verschiedenen Machzahlen (Strömungsbedingungen gemäß Tabelle 2.1)

### 2.3.3 Statische Druckverteilung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung

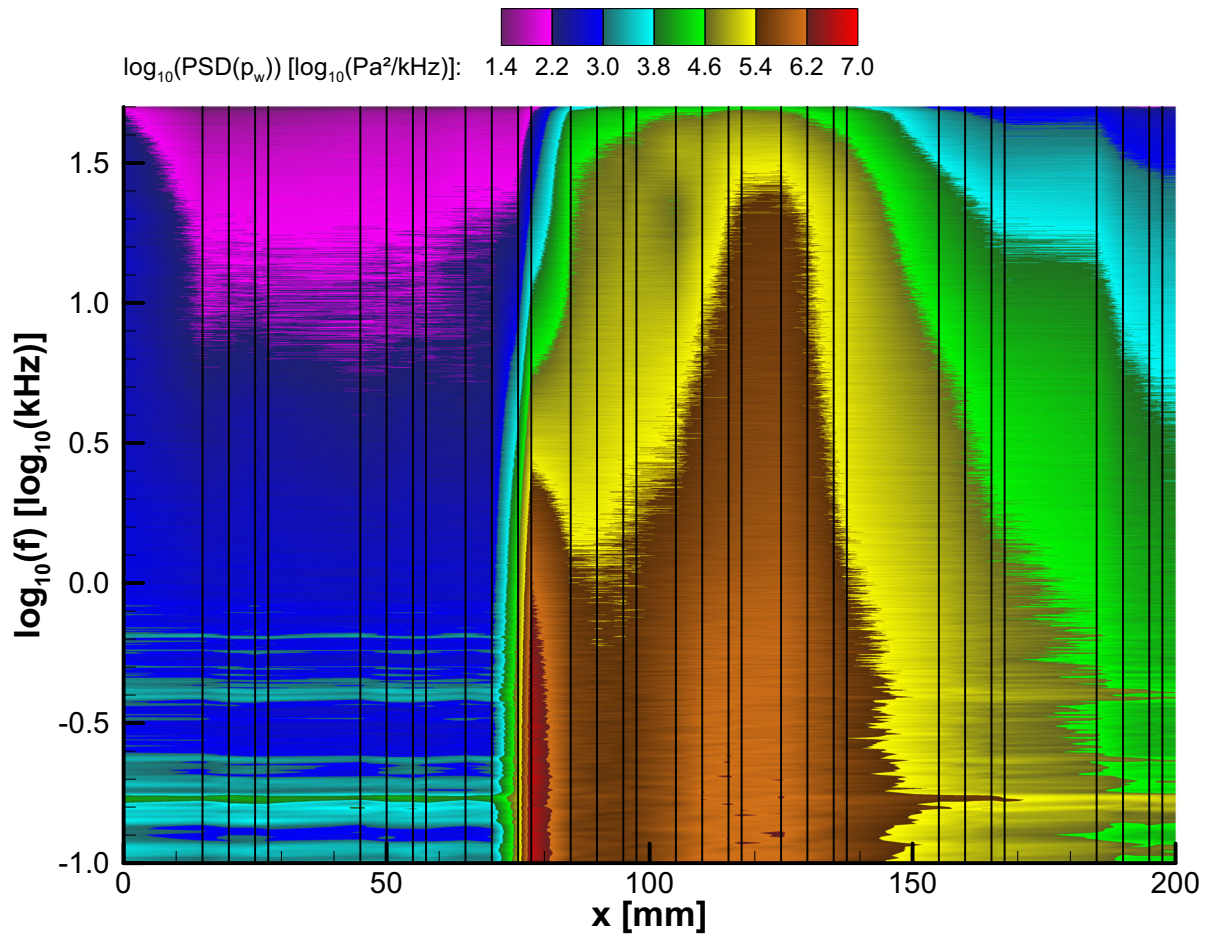
In Abbildung 2.27 werden die auf der steifen Platte gemessenen Druckverteilungen der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung bei verschiedenen Machzahlen (Punkte) mit Ergebnissen aus 3D-RANS-Simulationen verglichen (Linien). Dort sieht man den steilen Druckanstieg auf Grund des auftreffenden Stoßes und davor einen kleineren durch die Ablöseblase bzw. den Ablösestoß. Die Position des ersten Druckanstiegs liegt etwas stromab des Beginns des Ablösegebiets aus den Ölfilmbildern. Der zweite Anstieg liegt etwas stromauf des Endes des Ablösegebiets aus den Ölfilmbildern. Die statischen Druckverläufe zeigen, dass die Ablöseblase mit steigender Machzahl schrumpft. Für Mach 3.0 ist auch eine Messung mit Ejektor, also bei vermindertem Druckniveau und demzufolge mit verringerter Reynoldszahl, eingetragen. Die mit dem statischen Druck der Anströmung skalierte Druckverteilung zeigt dabei praktisch keine Veränderung. Zu beachten ist, dass mit steigender Machzahl zwar der relative Druckanstieg über den Stoß zunimmt, aber der absolute Druckanstieg auf Grund des niedrigeren statischen Drucks abnimmt.

### 2.3.4 Dynamische Druckschwankungen

Bei allen Versuchen befand sich vor und hinter dem Einsatz jeweils ein Kulitesensor, der zeitgenaue Messungen ermöglicht. Durch den Wechsel des Sensortyps und die höhere Samplerate sind die Daten der dritten Messreihe dafür besonders gut geeignet. Interessant sind die Versuche mit der steifen Platte, bei denen die eingebauten Sensoren eine Untersuchung der Druckschwankungen im Bereich der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ermöglichen. Um die örtliche Auflösung dabei zu erhöhen, wurden mehrere Versuche bei gleichen Bedingungen, aber mit leicht verschobenem Stoßgenerator durchgeführt (5 mm, 10 mm, 12.5 mm). Die Verschiebungen des Stoßgenerators sind so klein, dass sich keine messbaren Veränderungen an der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ergeben, dies kann mit den statischen Messungen belegt werden. Die veränderte Position der Drucksensoren relativ zu der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ermöglicht aber eine genauere Analyse der Fluktuationen innerhalb und nach der Ablöseblase.

Abbildung 2.28 stellt die dynamischen Druckschwankungen im Bereich der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung bei Mach 3.0 dar. Dazu wurden die Spektren aller Kulite-Sensoren von vier Versuchen kombiniert. Die Abszisse gibt die  $x$ -Position an und die Ordinate den Logarithmus der Frequenz  $f$ . Die Farbe gibt den Logarithmus der Amplitude der PSD des Drucks auf der Oberfläche  $p_w$  an. Die senkrechten schwarzen Linien markieren die Sensorpositionen und geben damit eine Orientierung für die räumliche Auflösung. Vor der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, also für  $x \leq 70$  mm, werden keine großen Druckschwankungen gemessen. Bis zur Position  $x = 72.5$  mm gibt es einen sehr starken Anstieg im niederfrequenten Bereich des Diagramms  $f \leq 1$  kHz und einen geringeren Anstieg bei höheren Frequenzen. Weiter stromab fallen die Amplituden schnell wieder ab. Bis zur Position  $x = 120$  mm steigen dann die Amplituden in einem deutlich größeren Frequenzbereich  $f \leq 30$  kHz an. Der Anstieg ist allerdings flacher und es werden auch nur deutlich niedrigere Amplituden erreicht. Im weiteren





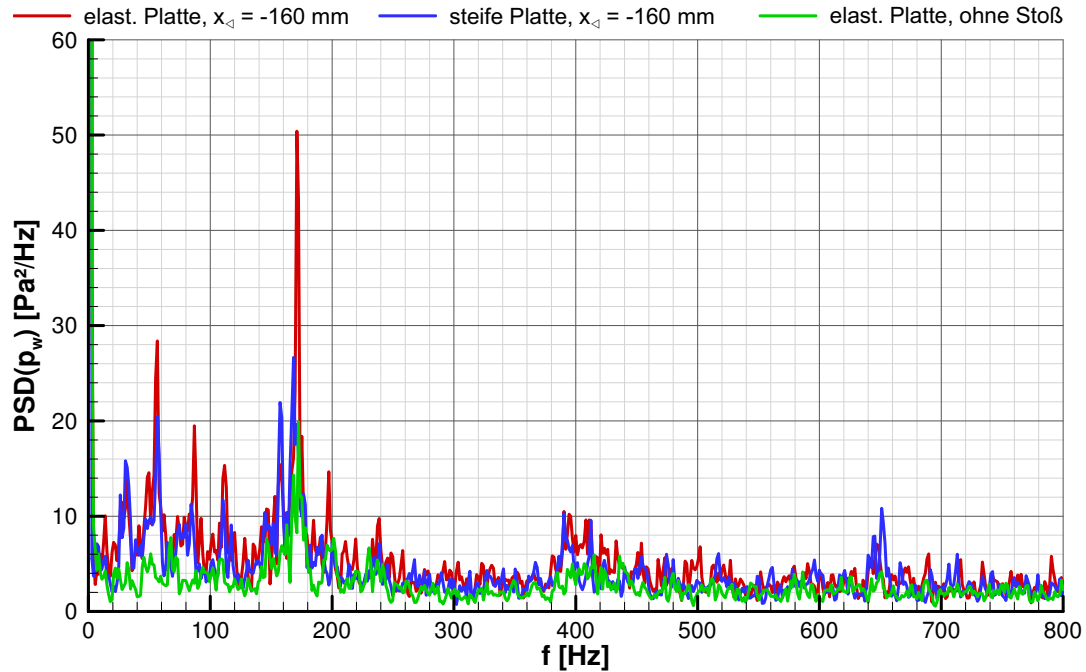
**Abbildung 2.28:** Veränderung der Spektren der Kulite-Sensoren entlang der  $x$ -Achse auf der steifen Platte bei  $Ma_\infty = 3.0$

Verlauf sinken die Amplituden, beginnend im hochfrequenten Bereich, wieder ab. Für die Position  $x = 105$  mm gibt es ein lokales Minimum im Spektrum bei  $f \approx 20$  kHz.

Abbildung 2.27 zeigt, dass sich die Position  $x = 72.5$  mm unmittelbar stromauf des ersten Anstiegs im statischen Druckverlauf befindet. Die großen Amplituden im Druckspektrum an dieser Position lassen sich daher wie folgt erklären: Durch die Fluktuation der Ablöseblase befindet sich die Sensorfläche manchmal vor der Ablösung und manchmal im Bereich der Ablösung; dies führt zu deutlichen Druckschwankungen. Der gemessene Frequenzbereich der Druckschwankungen gäbe damit Auskunft über den Frequenzbereich der Stoßoszillation. Die Ähnlichkeit zwischen dem Spektrum des Drucks bei  $x = 72.5$  mm und dem Spektrum der Stoßoszillation (Abbildung 2.23), insbesondere der in beiden vorhandene Rückgang bei 1 kHz, unterstützt diese These.

Die Position des lokalen Minimums im Spektrum bei der Position  $x = 105$  mm stimmt mit der Position des Knicks im statischen Druckverlauf überein, der zwischen dem vorgezogenen Druckanstieg durch die Ablöseblase und dem regulären Druckanstieg durch das Auftreffen des Verdichtungsstoßes entsteht. Der Bereich des breitbandigen Maximums um  $x = 120$  mm liegt unmittelbar vor dem Maximum in der Druckverteilung. Diese Ergebnisse zeigen, dass es weniger





**Abbildung 2.29:** Leistungsdichtespektrum des Wanddrucks  $p_w$  hinter dem Einsatz für verschiedene Konfigurationen,  $Ma_\infty = 3.0$ ,  $x = 327$  mm,  $y = 0$  mm

eine bevorzugte Frequenz in der Anregung durch die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung gibt, sondern eher einen lokal begrenzten Ort für die Anregung.

Abbildung 2.29 zeigt verschiedene Spektren des stromab des Einsatzes liegenden Kulite-Sensors bei Mach 3.0. Es umfasst die Konfiguration mit dem Stoßgenerator bei  $x_d = -160$  mm mit steifer und elastischer Platte sowie die Konfiguration mit elastischer Platte ohne Stoßgenerator. Einige Peaks unter 200 Hz treten nur dann deutlich hervor, wenn der Stoßgenerator verwendet wird. Diese fallen mit der elastischen Platte höher aus als mit der steifen Platte. Besonders auffällig ist erneut ein Peak bei  $f = 173$  Hz.

### 2.3.5 Statische Verformung der elastischen Platte

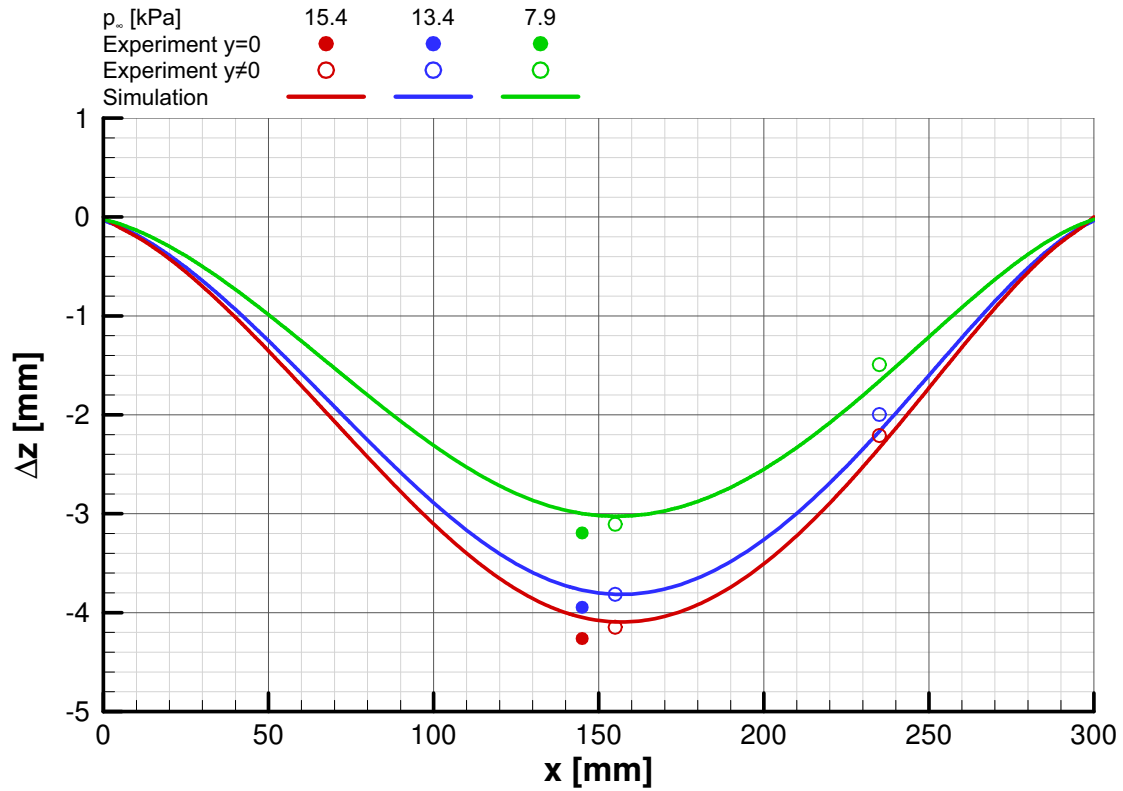
Die Durchbiegung der elastischen Platte bei den Versuchen zur Strömung-Struktur-Wechselwirkung setzt sich aus einem großen statischem Anteil und einem kleinen dynamischen Anteil zusammen. Die statische Komponente der Durchbiegung wird durch den Druckverlauf auf der elastischen Platte und den Druck in der Kammer unterhalb der elastischen Platte bestimmt. Der Druckverlauf auf der Platte wird vor allem durch den absoluten Wert des Druckanstieges durch den Stoß und dessen Position bestimmt. Der Druckverlauf kann durch drei Maßnahmen variiert werden. Erstens kann durch den Einsatz des Ejektors der Ruhedruck abgesenkt werden. Dies führt zu einer Verringerung des absoluten Druckanstieges und damit zu einer Abnahme der maximalen Deformation (Abbildung 2.30). Zweitens führt eine Verschiebung des Stoßgenerators stromab zu einer Verschiebung des Stoßaufreffpunktes stromab und damit zu einer Verschiebung der Position des maximalen Druckanstieges stromab. Damit einher geht wiederum eine Verringerung der maximalen Durchbiegung und diesmal auch deren Verschiebung stromab

(Abbildung 2.31). Die dritte Möglichkeit ist eine Variation der Machzahl. Dabei führt eine Machzahlerhöhung zu einer Kombination der beiden zuvor genannten Effekte, eine Machzahlabsenkung zu den umgekehrten Effekten (Abbildung 2.32). Je größer also die Machzahl ist, desto niedriger ist der statische Druck in der Anströmung und desto geringer fällt der (absolute) Druckanstieg über den Stoß aus. Des Weiteren verschiebt sich mit steigender Machzahl der Stoßauftreffpunkt stromab und damit auch die Position des Druckanstiegs. Zusammen führt dies zu einer geringeren Deformation bei steigender Machzahl und einer Verschiebung der maximalen Durchbiegung stromab. In den Abbildungen 2.30 bis 2.33 sind neben den experimentellen Daten auch die Ergebnisse der gekoppelten Simulationen aus Abschnitt 3.3 eingetragen.

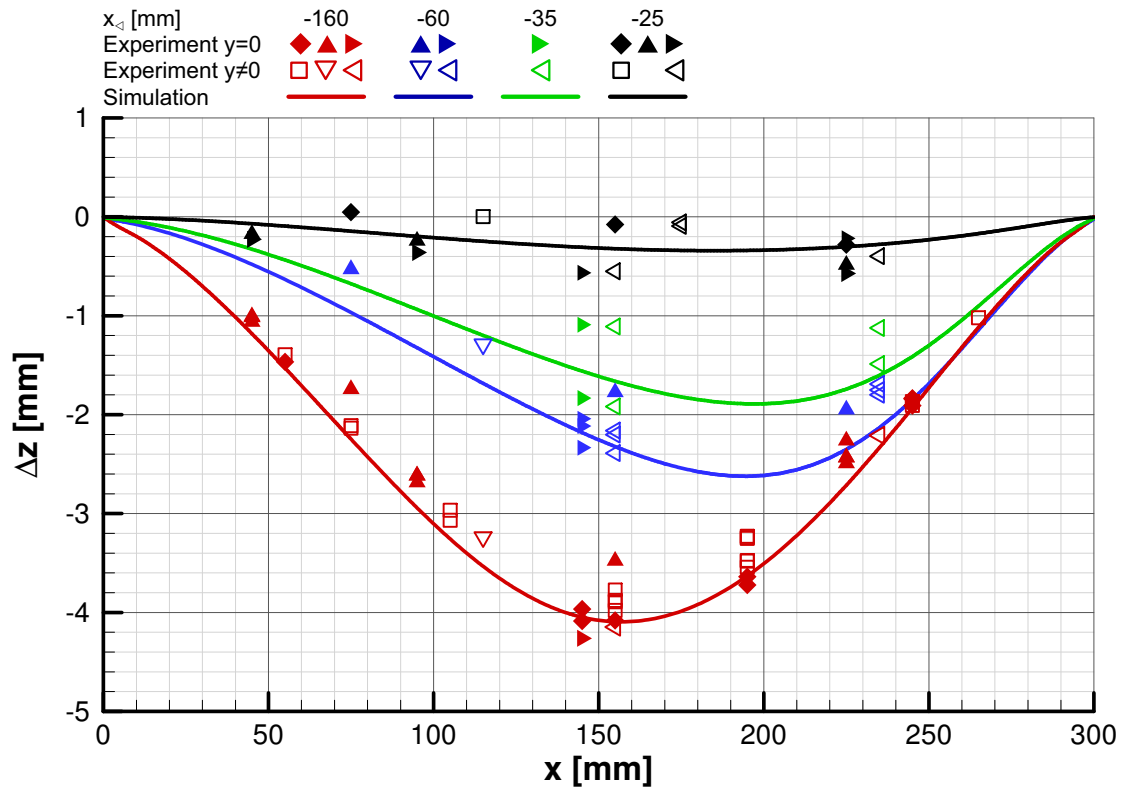
Der Druck unterhalb der elastischen Platte kann, für die statischen Verformungen, als konstant und gleichverteilt angenommen werden. Durch die Verbindung der Messkammer mit einer Bohrung in der Windkanalwand stromauf des Modells entspricht er etwa dem statischen Druck der Anströmung. Kleine Leckagen an den freien Seiten der elastischen Platte und an den Kabeldurchführungen führen allerdings zu Abweichungen. Diese Druckdifferenz ist abhängig von der umgebenden Strömung und der Qualität der Dichtungen. Dies zeigt sich zum Beispiel beim Vergleich mehrerer Versuche bei gleichen Bedingungen in Abbildung 2.33. Daher muss bei genauen Vergleichen verschiedener Experimente und bei Vergleichen von Experimenten mit Simulationen auch der tatsächliche Druck unterhalb der Platte berücksichtigt werden.

### 2.3.6 Schwingungen der elastischen Platte

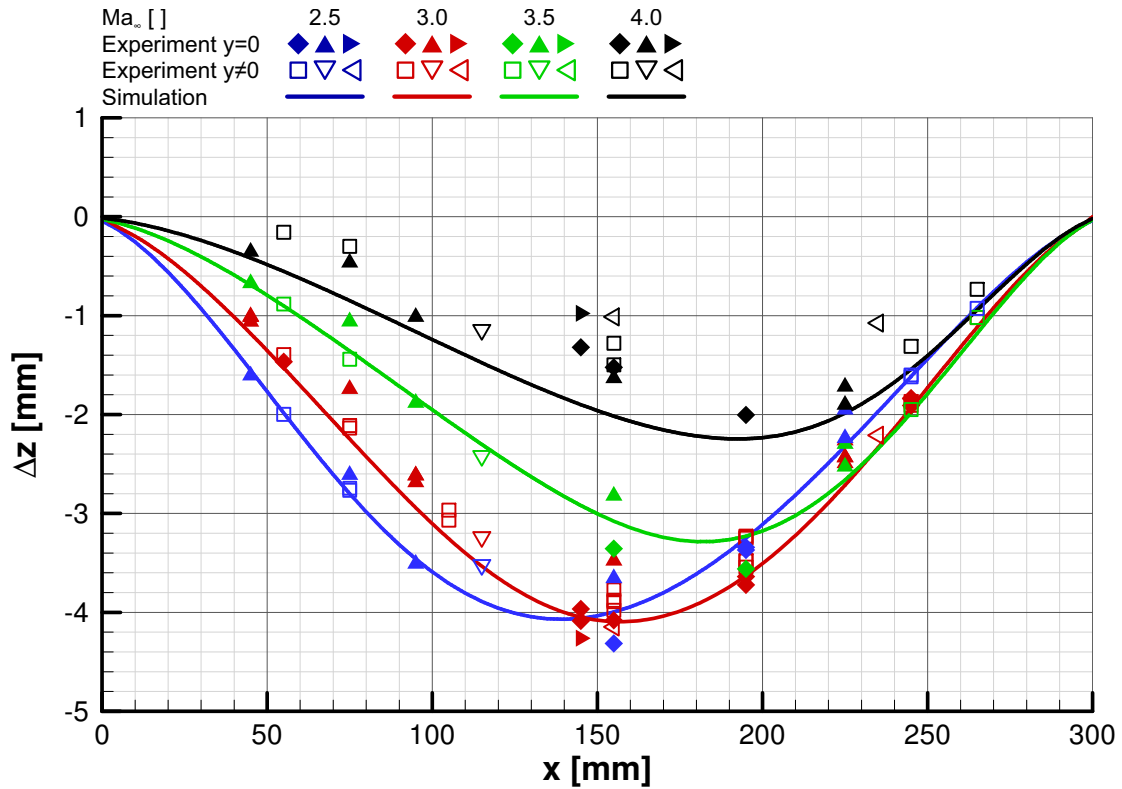
Die Abbildungen 2.34a und 2.35a zeigen für zwei verschiedene Stoßgeneratorpositionen die Spektren aller fünf kapazitiven Sensoren. Zusätzlich sind die Frequenzen der ersten Moden eingetragen, die gemäß Abschnitt 3.1 berechnet wurden. Die Farben geben dabei an, ob es sich um eine Mode mit einer geraden oder ungeraden Anzahl von Neutrallinien (Knotenlinien) in  $x$ - beziehungsweise  $y$ -Richtung handelt. Die Sensoren Kapazitiv 1, 2 und 3 können keine Mode erfassen, die in  $y$ -Richtung eine ungerade Anzahl von Neutrallinien besitzt, da sie sich alle in der Symmetrieebene  $y = 0$  mm befinden. Die Sensoren 2, 4 und 5 können eine Mode kaum erfassen, die in  $x$ -Richtung eine ungerade Anzahl von Neutrallinien besitzt, da sie sich alle sehr nahe zur Symmetrieebene  $x = 150$  mm befinden. Demnach kann keiner der Sensoren eine Mode detektieren, die in beiden Richtungen eine ungerade Anzahl von Neutrallinien besitzt. Tatsächlich befindet sich in keinem Spektrum ein signifikanter Peak, wenn eine solche Frequenz einzeln auftritt. Die Sensoren 1 und 3 sind die einzigen, die Moden mit einer ungeraden Anzahl von Neutrallinien in  $x$ -Richtung erfassen können. Auch dies stimmt mit den Messungen überein, so findet sich für die Moden 1; 0 und 1; 4 nur bei diesen beiden Sensoren ein Peak im Spektrum. Die Mode 1; 2 fällt mit der Mode 2; 0 zusammen, weswegen sich hier auch bei den anderen Sensoren Peaks finden. Die Moden 3; 0, 3; 2 und 3; 4 werden von den Sensoren 1 und 3 nicht erfasst. Dies lässt sich damit erklären, dass die Sensoren sich in  $x$ -Richtung bei  $1/4$  beziehungsweise  $3/4$  der Plattenlänge befinden, also da, wo sich bei vier Halbwellen je eine der drei Neutrallinien befindet. Moden mit fünf oder mehr Neutrallinien werden anscheinend nicht angeregt oder sie lassen sich mit den Sensoren nicht auflösen. Die Sensoren 4 und 5 sind die einzigen, die Moden mit einer ungeraden Anzahl von Neutrallinien in  $y$ -Richtung erfassen können. Die Mode 0; 1 fällt quasi mit der Mode 0; 0 zusammen und lässt sich daher nicht auswerten. Die Moden 2; 1 und 0; 3 werden, wie erwartet, nur von den Sensoren 4 und 5



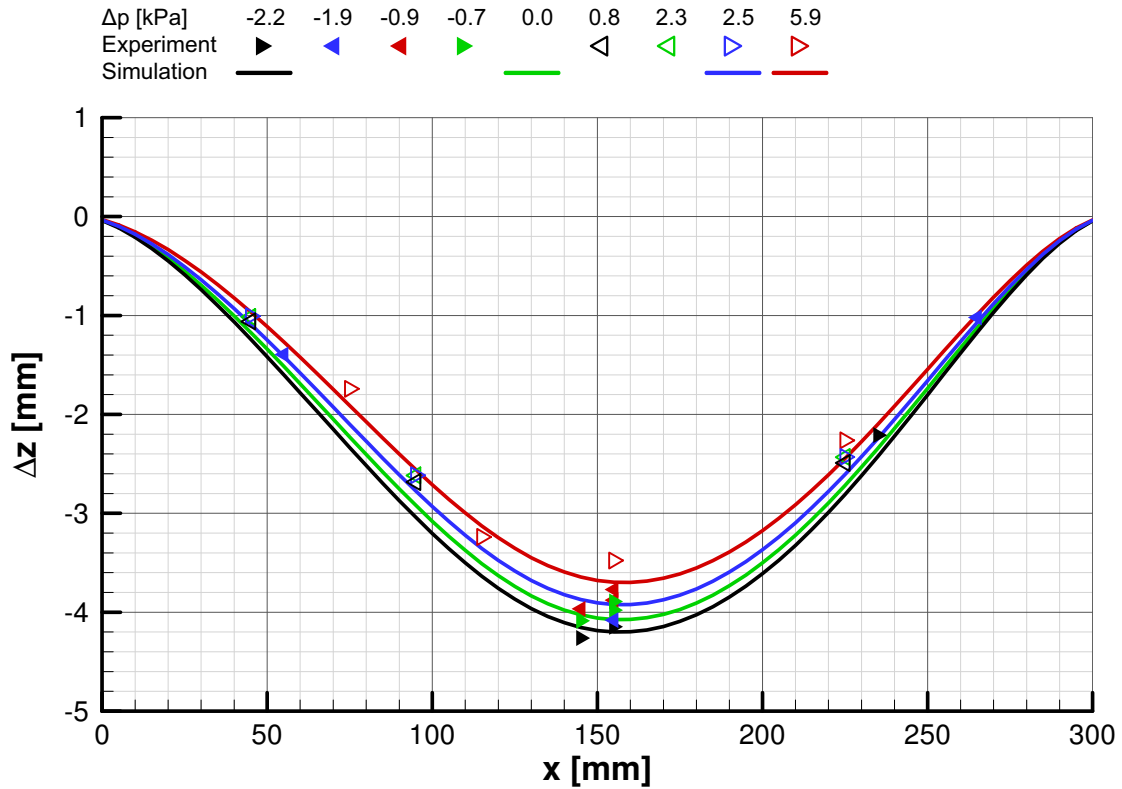
**Abbildung 2.30:** Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene statische Drücke  $p_\infty$ ,  $Ma_\infty = 3.0$ ,  $x_\triangleleft = -160$  mm



**Abbildung 2.31:** Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene Positionen des Stoßgenerators  $x_\triangleleft$ ,  $Ma_\infty = 3.0$



**Abbildung 2.32:** Statische Verformung der elastischen Platte für verschiedene Machzahlen  $Ma_\infty$ ,  $x_\triangleleft = -160$  mm



**Abbildung 2.33:** Statische Verformung der elastischen Platte für Abweichungen des Drucks in der Messgondel vom statischen Druck der Anströmung  $p_\infty$ ,  $Ma_\infty = 3.0$ ,  $x_\triangleleft = -160$  mm

erfasst. Die Moden 2; 3, 4; 1 und 4; 3 tauchen in Abbildung 2.34a nicht auf. Vermutlich ist ihre Anregung durch die weit stromab liegende Position des Stoßgenerators zu schwach. Dagegen sind diese Moden in Abbildung 2.35a klar erkennbar. Die Sensoren 4 und 5 können allerdings keine Moden erfassen, die zwei Neutrallinien in  $y$ -Richtung aufweisen, da diese etwa bei  $y = \pm 62$  mm verlaufen (siehe auch Abbildung 3.3b). Der Sensor 2 kann nur Moden erfassen, die in  $x$ - und in  $y$ -Richtung eine gerade Anzahl von Neutrallinien besitzen. Tatsächlich weist das Spektrum dieses Sensors Peaks nur bei den Frequenzen dieser Moden auf.

Interessanterweise ist der Peak der ersten Mode 0; 0 für  $x_{\text{a}} = 15$  mm in Abbildung 2.34a sehr scharf und für  $x_{\text{a}} = -160$  mm in Abbildung 2.35a deutlich breiter. Dies ist insofern bemerkenswert, da eine Frequenz um  $f = 175$  Hz in Abbildung 2.28 vor und nach der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung hervortritt. Auch in dem Druckspektrum nach dem Einsatz in Abbildung 2.29 tritt eine solche Frequenz besonders hervor. Sie wird dort sowohl in der Konfiguration mit elastischer Platte ohne Stoßgenerator als auch mit der steifen Platte mit Stoßgenerator bei  $x_{\text{a}} = -160$  mm registriert. Signifikant stärker ist sie allerdings in der Konfiguration mit der elastischen Platte und dem Stoßgenerator bei  $x_{\text{a}} = -160$  mm. Da diese Frequenz nun in dieser Konfiguration auch in der Plattenschwingung besonders auffällt, ist dies ein Hinweis auf eine weitere Strömung-Struktur-Wechselwirkung.

Da die Signale der Sensoren synchron erfasst werden, kann die Identifizierung der Moden durch die Auswertung der Phasensignale untermauert werden. Die Abbildungen 2.34b und 2.35b zeigen die Phasendifferenzen der Sensoren 1 und 3 beziehungsweise 4 und 5. Die Lage der Mitte eines vertikalen Balkens wird durch die folgende Funktion bestimmt:

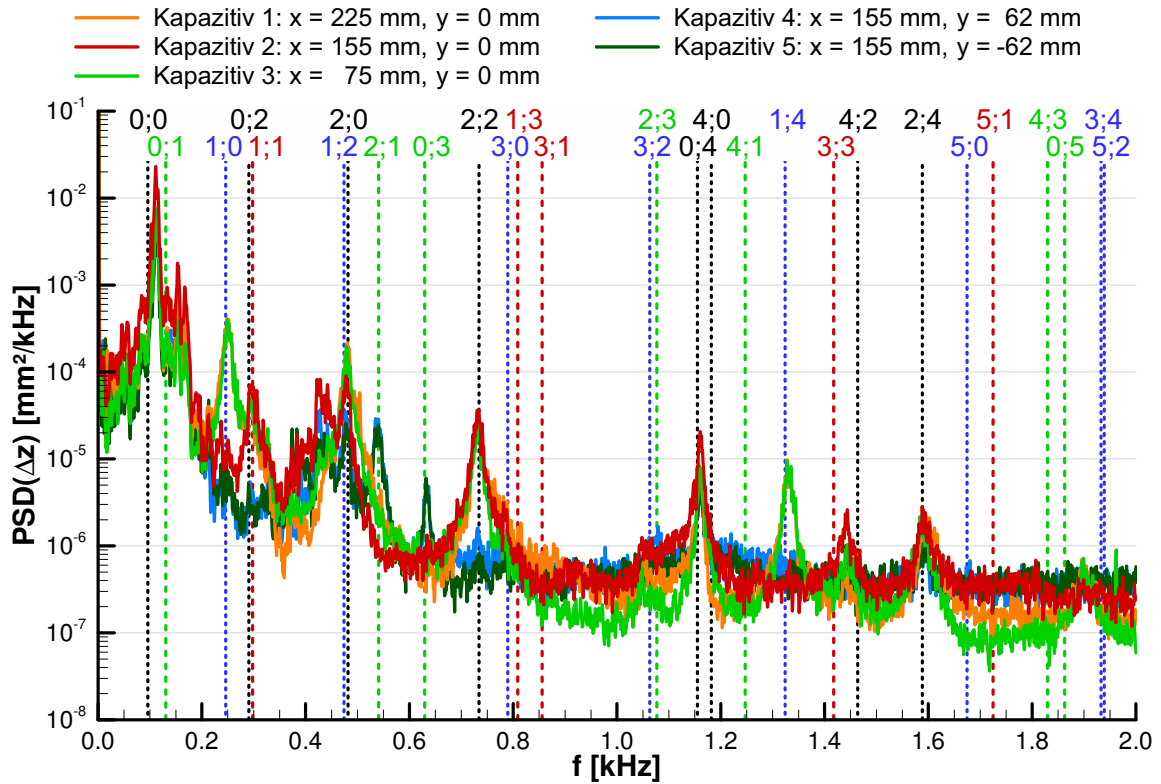
$$\Delta\Phi(a,b) := 180^\circ - \left| 180^\circ - |\Phi(a) - \Phi(b)| \right| \quad (2.26)$$

Seine vertikale Ausdehnung ist ein Maß für die zugehörige logarithmische Amplitude im Leistungsdichtespektrum. Sie ist nach folgender Funktion definiert:

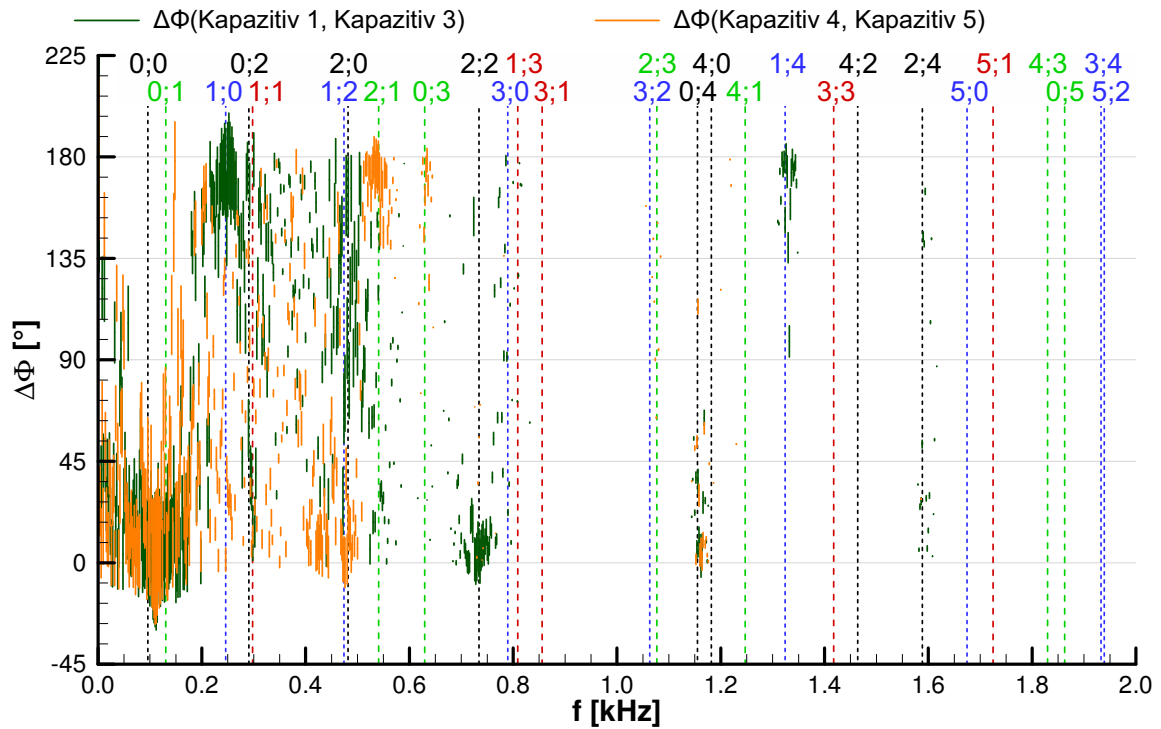
$$\text{PSD}(a,b) := 8 \left[ \max \left[ 6 + \log_{10} (\text{PSD}(a)), 0 \right] + \max \left[ 6 + \log_{10} (\text{PSD}(b)), 0 \right] \right] \quad (2.27)$$

In die Diagramme wird bei einer bestimmten Frequenz  $f$  also nur dann ein vertikaler Balken eingetragen, wenn die spektrale Leistungsdichte der Sensoren bei dieser Frequenz den Wert  $10^{-6} \frac{\text{mm}^2}{\text{kHz}}$  übersteigt. Für eine Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  von etwa  $0^\circ$ , das heißt wenn die Mitte des Balken etwa bei  $0^\circ$  liegt, registrieren die beiden Sensoren einen synchronen Ausschlag. Für eine Phasendifferenz von etwa  $180^\circ$ , das heißt wenn die Mitte des Balken etwa bei  $180^\circ$  liegt, registrieren die beiden Sensoren einen gegenläufigen Ausschlag.

Betrachtet man eine symmetrische Belastung und somit eine symmetrische Verformung der elastischen Platte, so gilt: Für alle Moden mit einer geraden Anzahl von Neutrallinien in  $x$ -Richtung ist die Schwingung spiegelsymmetrisch zur Linie  $x = 150$  mm. Somit sollten die Sensoren 1 und 3, die symmetrisch zu dieser Linie platziert sind, für solche Moden eine Phasendifferenz von etwa  $0^\circ$  aufweisen. Für Moden mit einer ungeraden Anzahl von Neutrallinien in  $x$ -Richtung ist die Schwingung punktsymmetrisch zur Linie  $x = 150$  mm. Somit sollten die Sensoren 1 und 3 für solche Moden eine Phasendifferenz von etwa  $180^\circ$  aufweisen. Für alle Moden mit einer geraden Anzahl von Neutrallinien in  $y$ -Richtung ist die Schwingung spiegelsymmetrisch zur Linie  $y = 0$  mm. Somit sollten die Sensoren 4 und 5, die symmetrisch zu dieser Linie platziert sind, für solche Moden eine Phasendifferenz von etwa  $0^\circ$  aufweisen. Für Moden mit einer

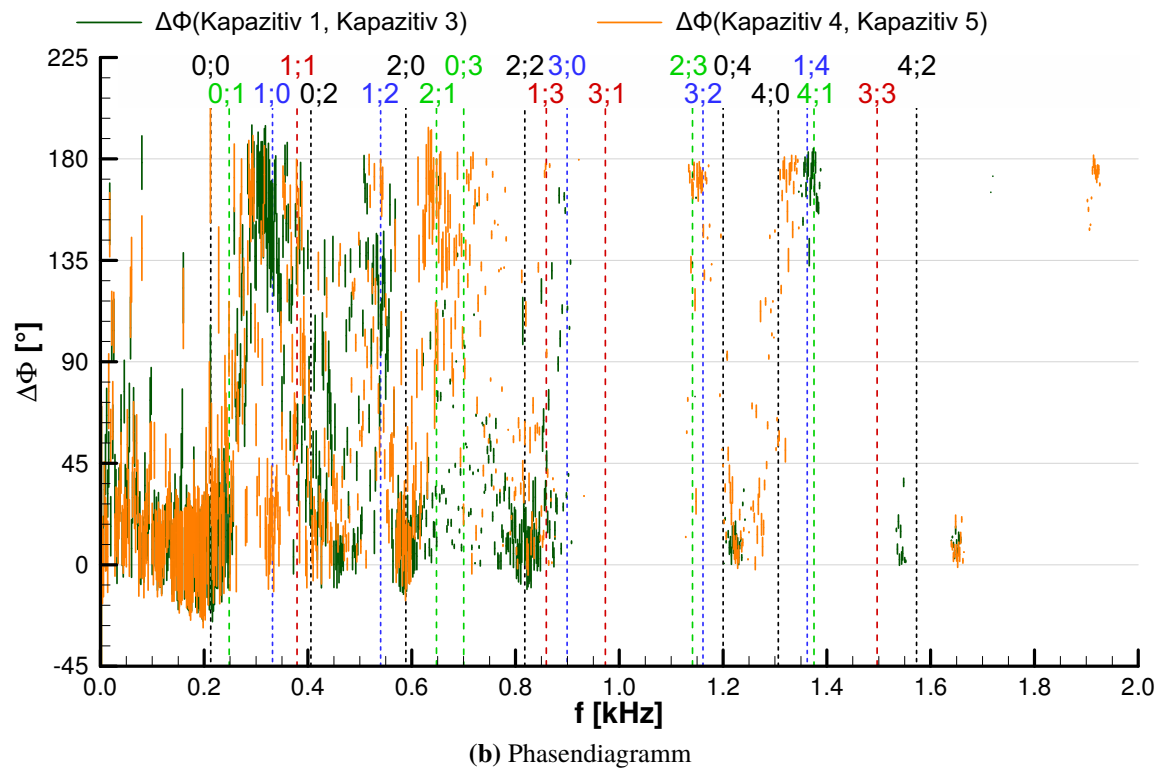
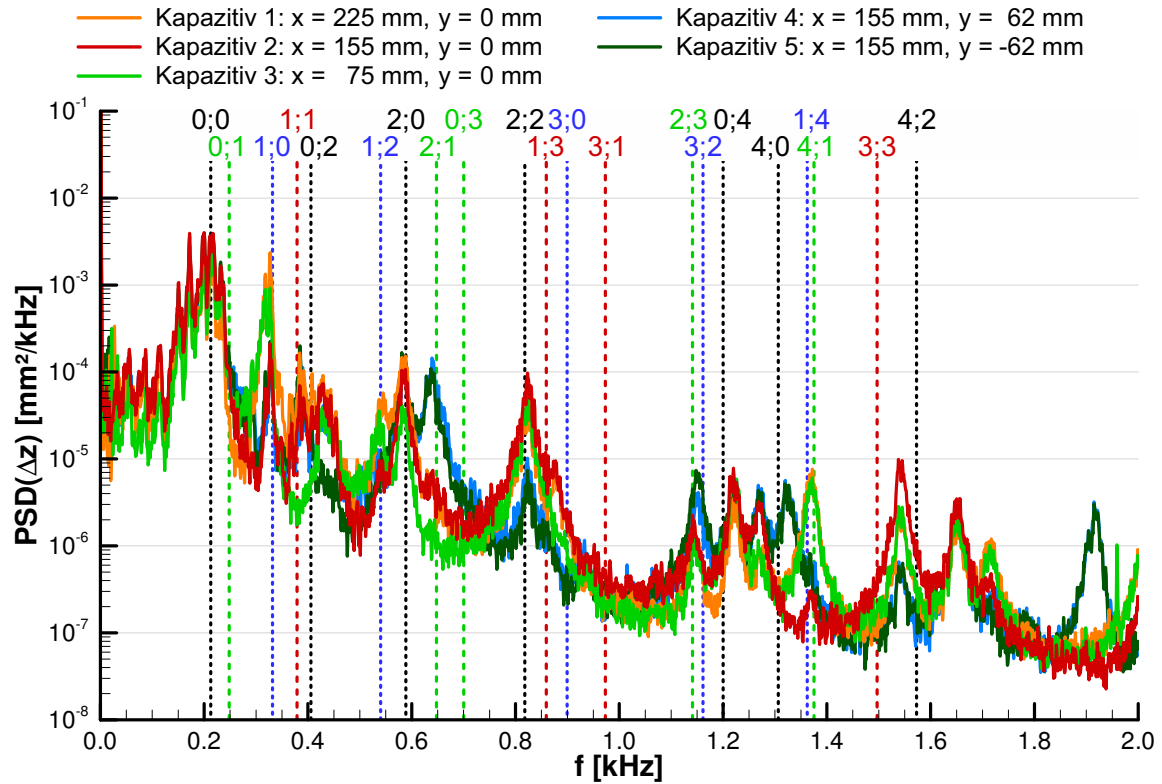


(a) spektrale Leistungsdichte



(b) Phasendiagramm

**Abbildung 2.34:** Vibrationen der elastischen Platte bei  $Ma_\infty = 3.0$  und  $x_\triangleleft = 15 \text{ mm}$



**Abbildung 2.35:** Vibrationen der elastischen Platte bei  $Ma_\infty = 3.0$  und  $x_\triangleleft = -160 \text{ mm}$

ungeraden Anzahl von Neutrallinien in  $y$ -Richtung ist die Schwingung punktsymmetrisch zur Linie  $y = 0$  mm. Somit sollten die Sensoren 4 und 5 für solche Moden eine Phasendifferenz von etwa  $180^\circ$  aufweisen. Sofern die Mode von den entsprechenden Sensoren erfasst wird, stimmt die gemessene Phasendifferenz in den Abbildungen 2.34b und 2.35b mit diesen Vorhersagen gut überein.

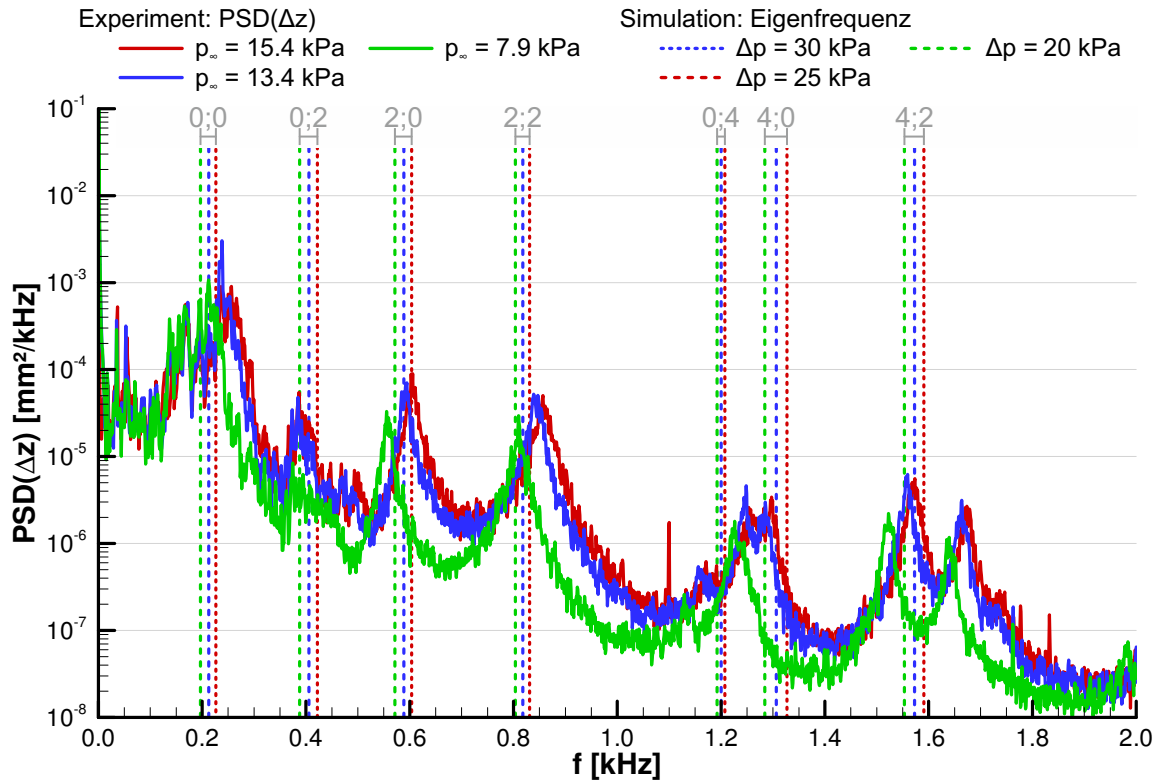
Abbildung 2.36 zeigt die Spektren des kapazitiven Sensors in der Mitte der elastischen Platte für verschiedene statische Drücke in der Anströmung; die zugehörigen statischen Deformationen sind in Abbildung 2.30 gezeigt. Die Spektren sind sehr ähnlich, allerdings sind die Peaks mit fallendem statischen Druck zu niedrigeren Frequenzen verschoben und die Peaks sind niedriger. Die Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen lässt sich durch die niedrigere statische Deformation bei niedrigerem statischen Druck in der Anströmung und der daraus resultierenden geringeren Vorspannung der elastischen Platte erklären. Die geringere Höhe der Peaks lässt sich damit erklären, dass durch den geringeren Druck auch die Druckschwankungen in der Interaktionszone geringer sind und daher die Anregung geringer ausfällt.

In Abbildung 2.37 sind die Spektren des kapazitiven Sensors in der Mitte der elastischen Platte für verschiedene Positionen des Stoßgenerators dargestellt, die zugehörigen statischen Deformationen finden sich in Abbildung 2.31. Vergleicht man zunächst das Spektrum ohne Stoßgenerator und das mit Stoßgenerator bei  $x_{\triangleleft} = 15$  mm, so fällt auf, dass die Peaks bei 100 Hz sowie bei 400 Hz und die Bereiche ohne Peaks fast identisch ausfallen, aber alle weiteren Peaks im Spektrum ohne Stoßgenerator fehlen. Die beiden Spektren fallen einerseits sehr ähnlich aus, da in beiden Fällen kaum eine statische Deformation der elastischen Platte besteht. Andererseits fehlen die Peaks zu den meisten Moden höherer Ordnung, wenn die Anregung durch die oszillierende Ablöseblase beziehungsweise die Druckschwankungen in der Zone der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung fehlen. Die drei Spektren mit Stoßgenerator zeigen den zuvor beschriebenen Effekt, dass durch die geringere statische Durchbiegung die Frequenzen der Moden abnehmen, wenn der Stoßgenerator stromab verschoben wird. Auffällig ist, dass die größten Amplituden auftreten, wenn sich der Stoßgenerator an der Position  $x_{\triangleleft} = -60$  mm befindet.

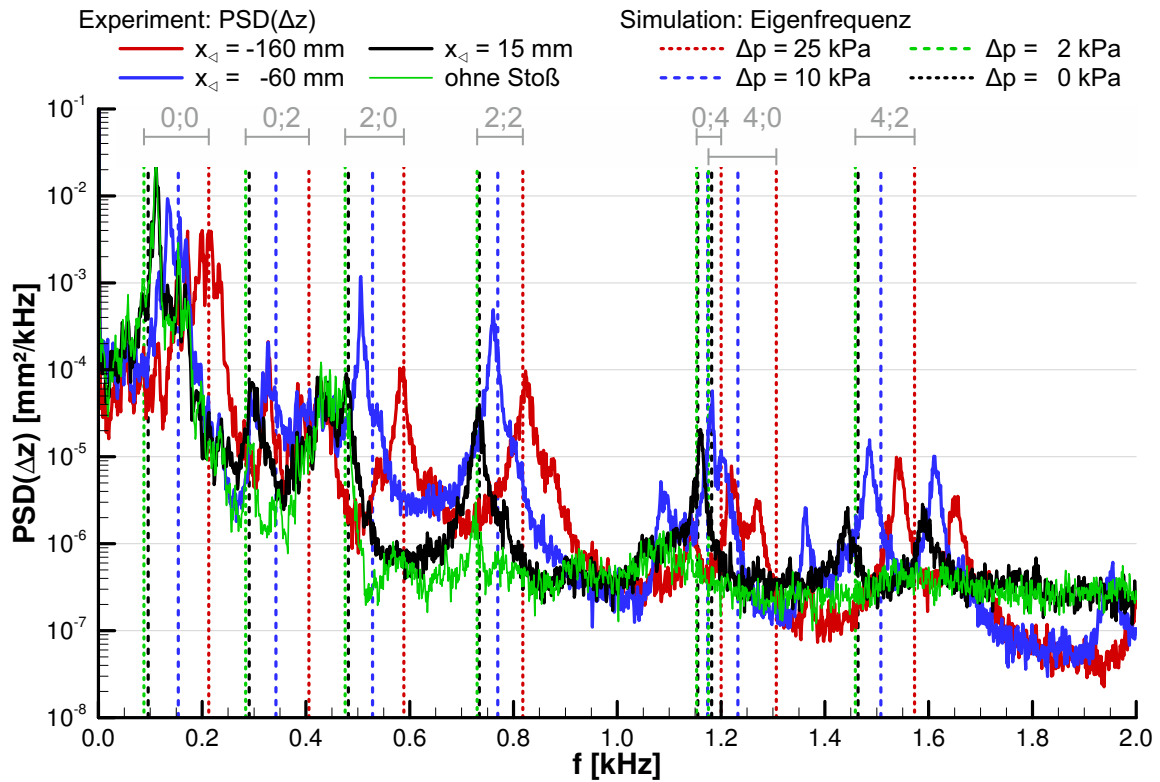
Abbildung 2.38 zeigt die Spektren des kapazitiven Sensors in der Mitte der elastischen Platte für verschiedene Machzahlen, die zugehörigen statischen Deformationen finden sich in Abbildung 2.32. Die Frequenzen der auffälligsten Peaks sinken mit steigender Machzahl. Dies ist mit der sinkenden Durchbiegung und der damit einhergehenden sinkenden Vorspannung bei steigender Machzahl zu erklären. Eine Ausnahme von diesem Trend bilden die Peaks um die Mode 0; 2, bei der die Frequenzen für alle Machzahlen quasi gleich sind. Die Amplitude korreliert nicht mit der Machzahl. So wird die Mode 0; 0 relativ schwach bei Mach 3.0 angeregt, die Mode 2; 2; dagegen vergleichsweise stark. Gegen eine Erklärung mit den unterschiedlichen Durchbiegungen oder unterschiedlichen Lagen der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung sprechen die Untersuchungen bei verschiedenen Drücken und Stoßgeneratorpositionen weiter oben, bei denen es klare Trends gab. Somit könnten Unterschiede in der Dynamik der Ablöseblase die Anregung der einen oder anderen Eigenfrequenz begünstigen oder erschweren.

Unterschiedliche Drücke in der Messgondel wirken sich ähnlich aus, wie unterschiedliche statische Drücke der Anströmung. Abbildung 2.39 zeigt für die beiden Extremwerte aus Abbildung 2.33 die Spektren eines Sensors nahe der Plattenmitte. Mit höherem Gegendruck ist die statische Durchbiegung der elastischen Platte geringer; daher liegen auch die Eigenfrequenzen

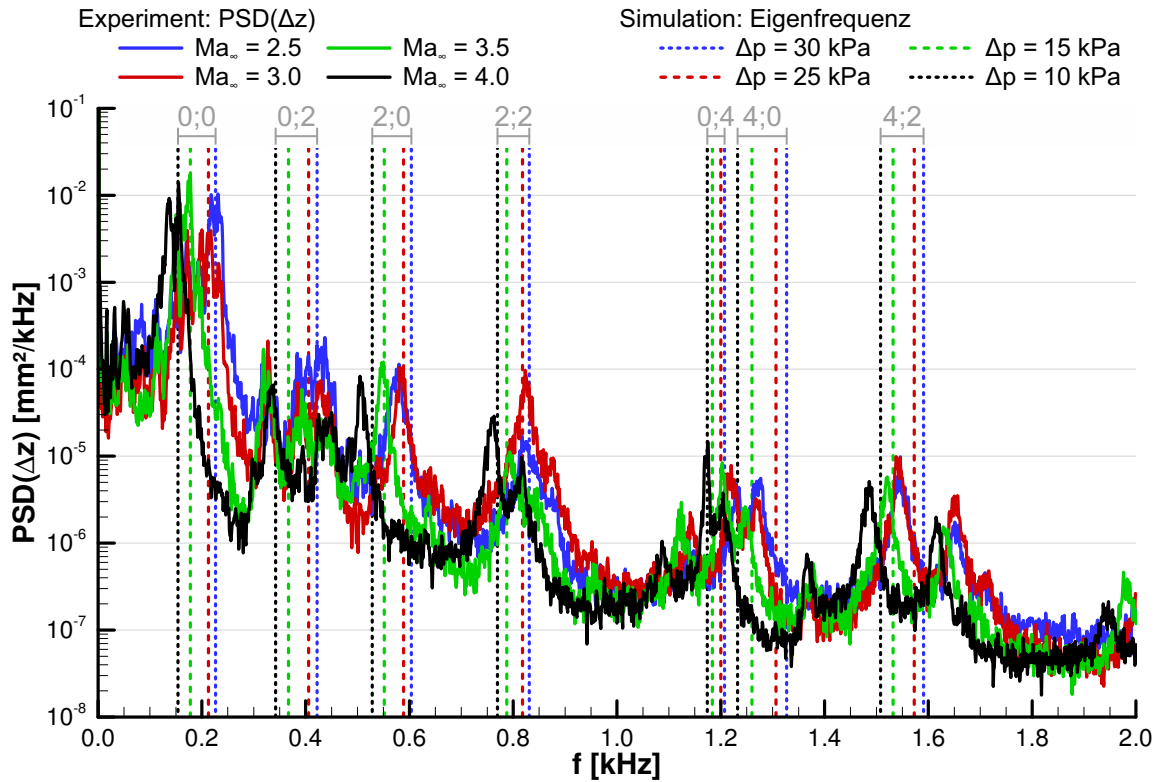




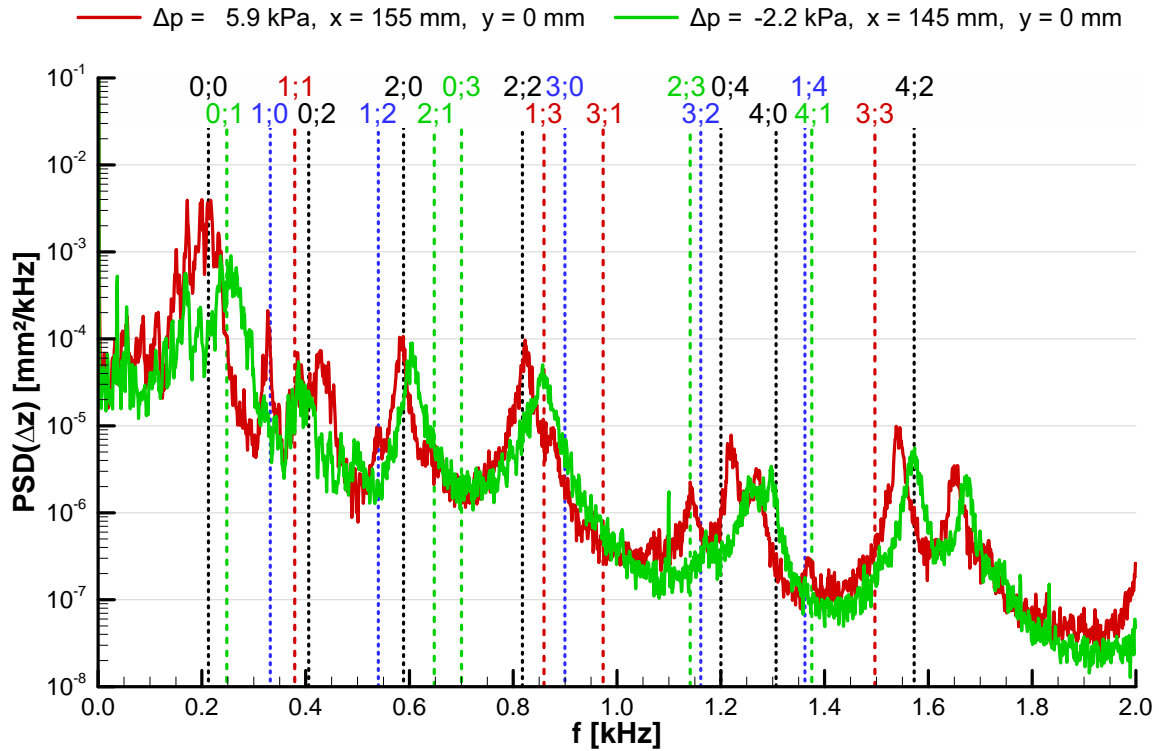
**Abbildung 2.36:** Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene statische Drücke  $p_\infty$ ,  $x = 145$  mm,  $y = 0$  mm,  $Ma_\infty = 3.0$ ,  $x_\triangleleft = -160$  mm



**Abbildung 2.37:** Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Positionen des Stoßgenerators  $x_\triangleleft$ ,  $x = 155$  mm,  $y = 0$  mm,  $Ma_\infty = 3.0$



**Abbildung 2.38:** Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Machzahlen  $Ma_\infty$ ,  $x = 155$  mm,  $y = 0$  mm,  $x_\triangleleft = -160$  mm



**Abbildung 2.39:** Vibrationen der elastischen Platte für verschiedene Abweichungen des Drucks in der Messgondel vom statischen Druck der Anströmung  $p_\infty$ ,  $Ma_\infty = 3.0$ ,  $x_\triangleleft = -160$  mm

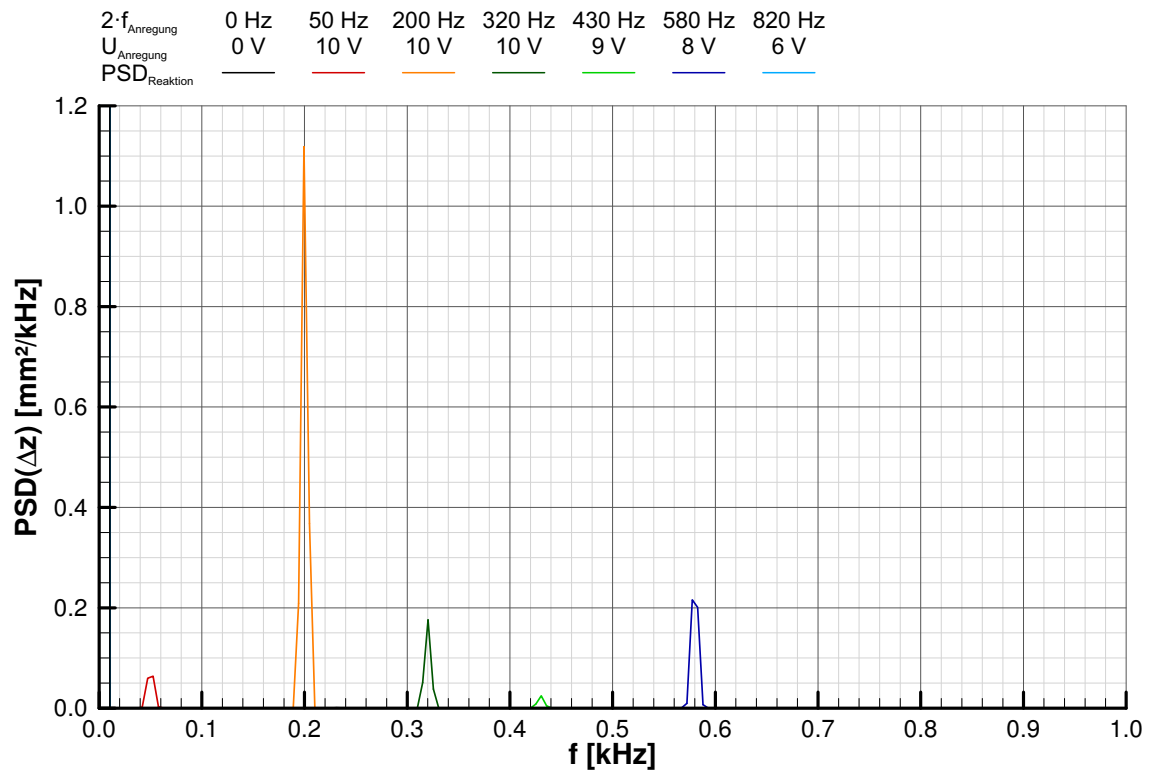
bei niedrigeren Werten. Zu beachten ist die unterschiedliche Sensorposition, mit der sich die zusätzlichen Peaks beim höheren Gegendruck erklären lassen.

### 2.3.7 Angeregte Platte

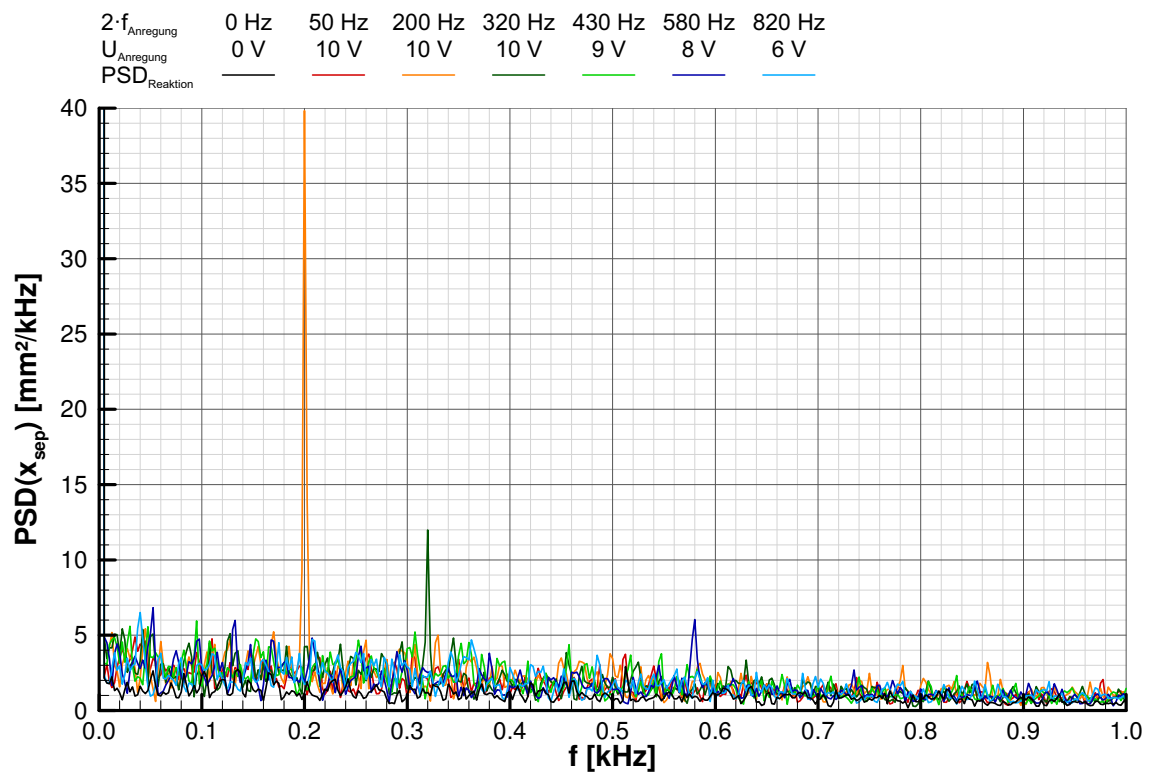
Die Anregung der elastischen Platte mit dem Elektromagneten ermöglicht es, die dynamische Interaktion der Strömung mit der elastischen Platte näher zu untersuchen. Während eines Versuchs wurde die Platte dazu nacheinander mit verschiedenen Frequenzen angeregt. Zur Anregung wurden die Frequenzen gewählt, die auch in den Versuchen ohne Anregung gemessen wurden. Zusätzlich wurde eine Frequenz gewählt (50 Hz), die nicht natürlich vorhanden ist. Einige der so erzeugten Vibrationen sind deutlich stärker als die natürlich vorkommenden, wie im Leistungsdichtespektrum in Abbildung 2.40a abzulesen ist. Als Anregungsfrequenzen ist immer das Zweifache des am Funktionsgenerator eingestellten Wertes angegeben, da die elastische Platte sowohl für positive als auch für negative Ströme vom Magneten angezogen wird. Die erzeugten Schwingungen sind damit so stark, dass sie sich auch messbar auf das Stoßsystem auswirken. So können in Abbildung 2.40b für 200 Hz, 320 Hz und 580 Hz eindeutige Peaks in den entsprechenden Spektren identifiziert werden. Dabei ist es interessant, dass die gemessene Amplitude der Platte bei 580 Hz größer ausfällt als bei 320 Hz, bei der Stoßbewegung ist das umgekehrt.

Die bei weitem stärkste Reaktion tritt allerdings für die Frequenz 200 Hz auf. Daher wurden rund um diese Frequenz weitere Frequenzen untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.41 dargestellt. Die Amplitude der Plattenvibrationen und der Stoßfluktuationen nehmen von 160 Hz bis 240 Hz stetig zu. Da bei diesem Versuch der Druck in der Messgondel niedriger war als im Referenzversuch, liegt die erste Eigenfrequenz eher bei 240 Hz als bei 200 Hz (siehe auch Abbildung 2.39).

Vergleicht man die Amplitude, die im Versuch gemessen wird, mit einer Referenzmessung ohne Strömung, so kann ermittelt werden, ob diese Schwingung durch die Strömung gedämpft oder angeregt wird. Bei den Referenzversuchen muss allerdings sichergestellt werden, dass sowohl die stationäre Durchbiegung als auch der Druck in der Kavität unter der Platte vergleichbar sind (siehe Abschnitt 2.2.3). Abbildung 2.42a zeigt die Spektren, die bei Mach 3.0 und mit dem Stoßgenerator bei  $x_{\text{d}} = -160$  mm gemessen wurden. Im Versuch mit Strömung waren die Amplituden immer deutlich größer als die in den Referenzversuchen ohne Strömung gemessenen Amplituden. Einzige Ausnahme ist die Anregung bei 50 Hz, die keiner der Eigenfrequenz entspricht, bei der im Referenzversuch eine etwas höhere Amplitude gemessen wurde. Für die Anregung der Moden wird in den Referenzversuchen mit steigender Frequenz eine verringerte Amplitude bei den Plattenvibrationen gemessen. Mit Strömung fällt dagegen die Anregung bei 580 Hz durch eine besonders große Reaktion heraus. Während im Referenzversuch dieser Peak kleiner war als bei 320 Hz und 430 Hz, fällt er im Versuch mit Strömung dagegen deutlich größer aus. Eine Anregung bei 200 Hz erfährt eine vergleichsweise geringe Verstärkung durch die Strömung, auch wenn die absoluten Werte deutlich größer sind als für die anderen Frequenzen. Möglicherweise liegt dies daran, dass die Eigenfrequenz eigentlich höher liegt, wie weiter oben gezeigt wurde. Für alle Anregungen größer als 50 Hz sind in den Spektren neben den Hauptpeaks auch Peaks bei Vielfachen der Anregungsfrequenz vorhanden. So ist für eine Anregung bei 200 Hz mit und ohne Strömung ein gleichartiger Peak bei 400 Hz vorhanden. Mit

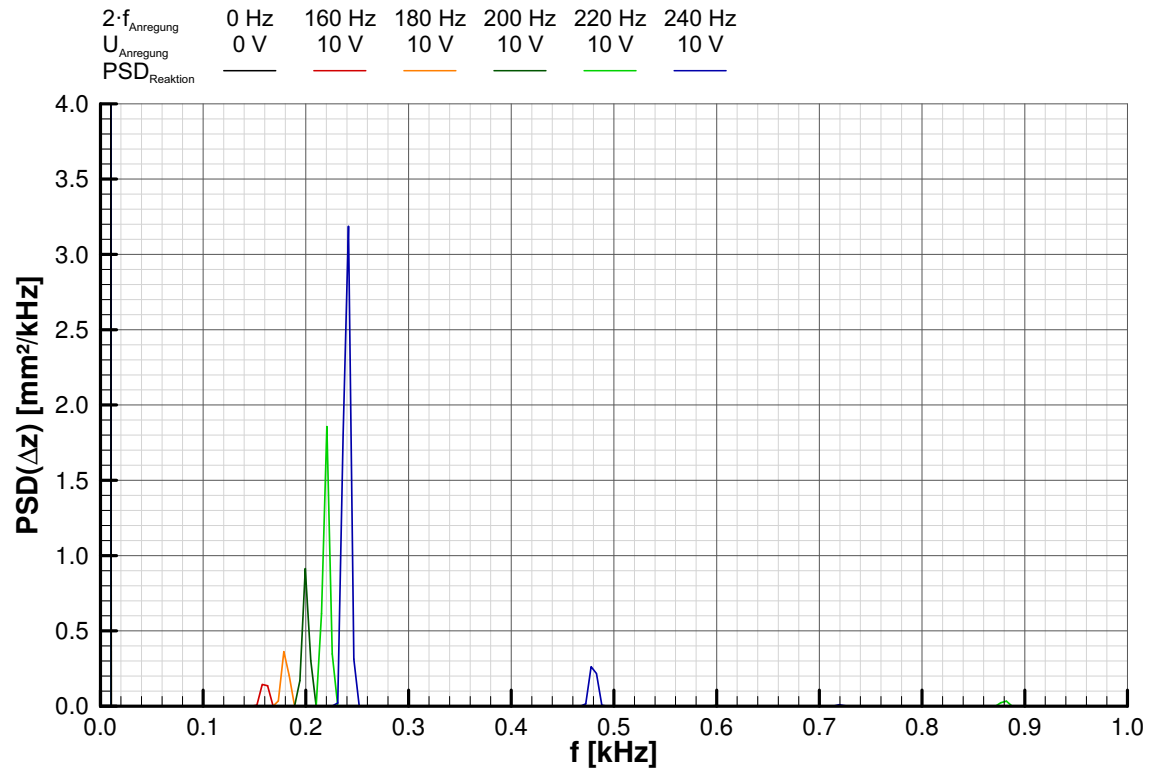


(a) Leistungsdichtespektrum der Plattenvibrationen

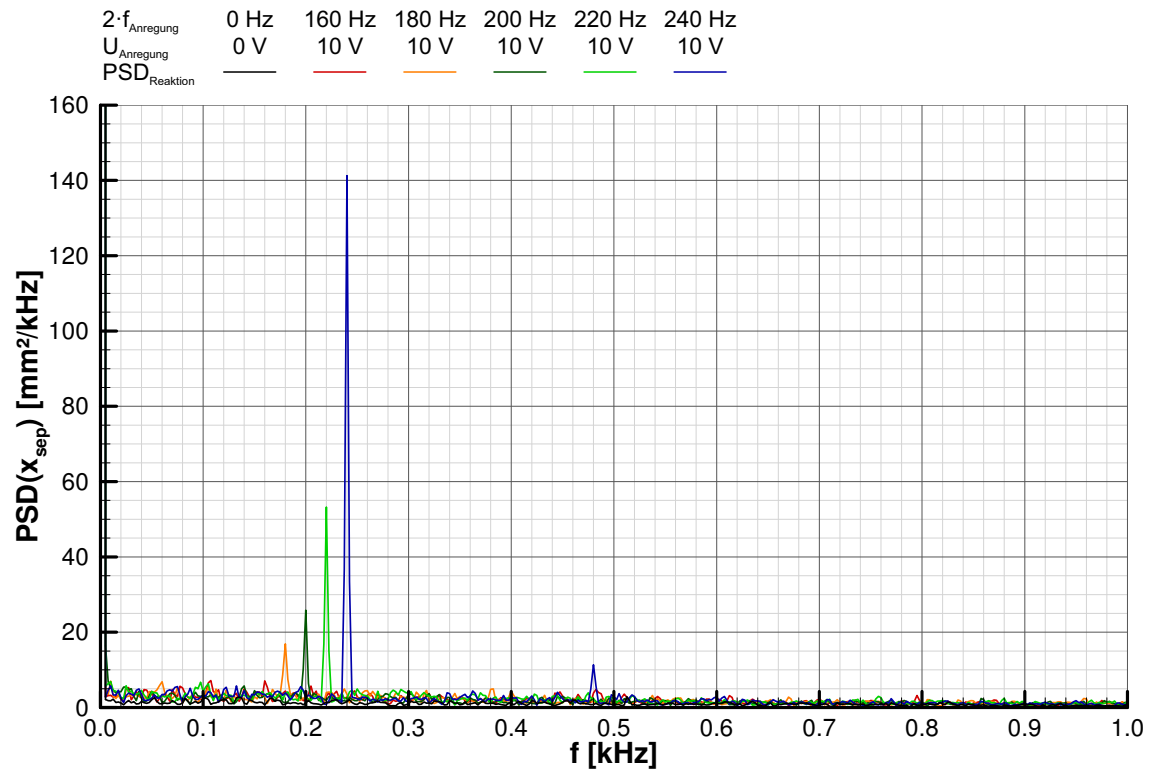


(b) Leistungsdichtespektrum der Stoßfluktuationen

**Abbildung 2.40:** Elektromagnetische Anregung verschiedener Moden der elastischen Platte,  $Ma_{\infty} = 3.0$ ,  $x_{\triangleleft} = -160$  mm



(a) Leistungsdichtespektrum der Plattenvibrationen



(b) Leistungsdichtespektrum der Stoßfluktuationen

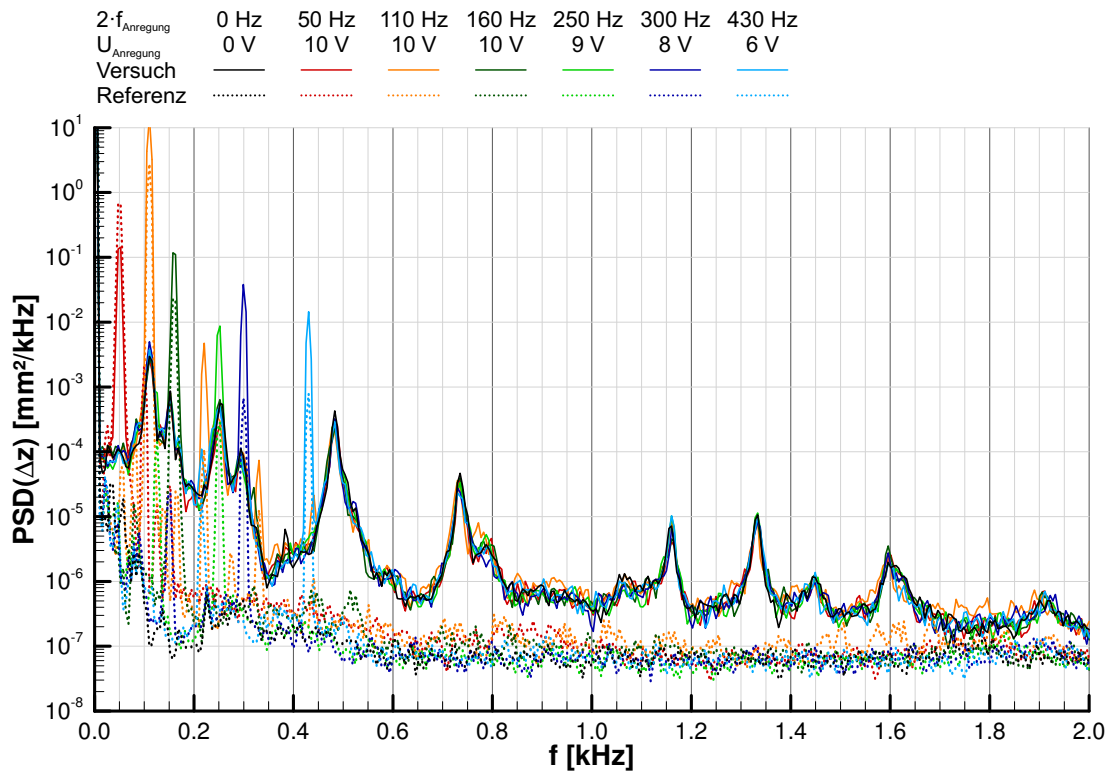
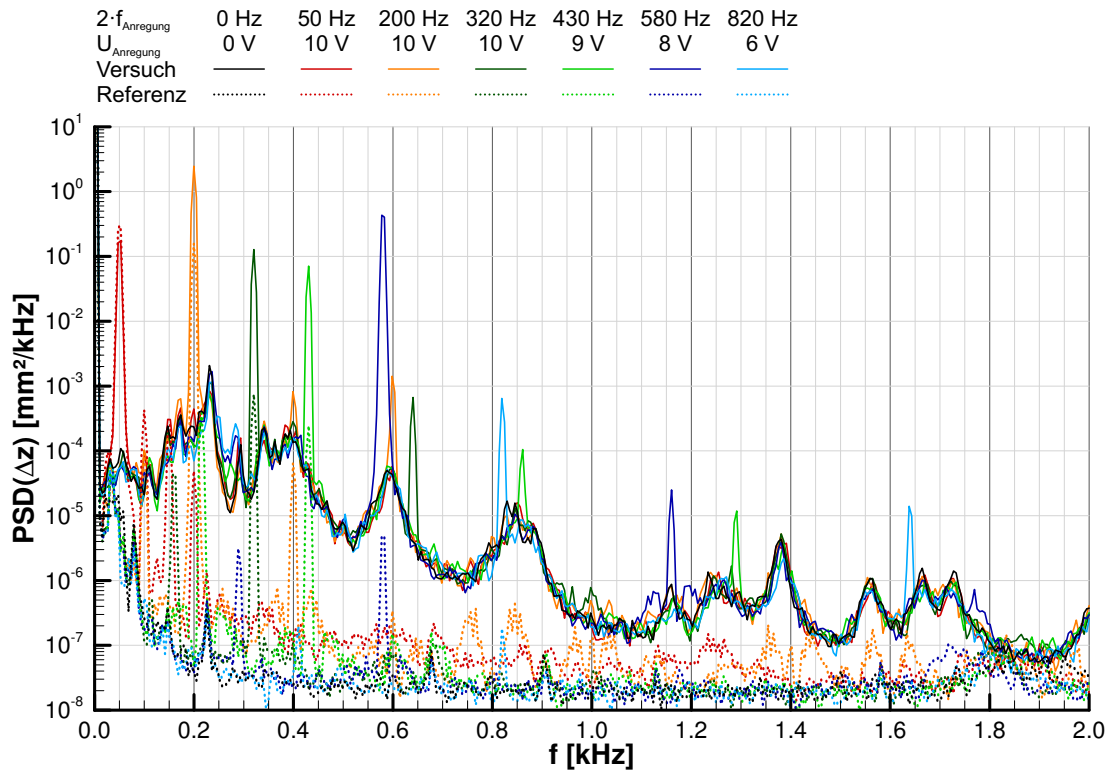
**Abbildung 2.41:** Elektromagnetische Anregung um die erste Mode der elastischen Platte,  $Ma_{\infty} = 3.0$ ,  $x_{\text{cl}} = -160$  mm

Strömung fällt der Peak bei 600 Hz allerdings signifikant größer aus – im Referenzversuch ist er dagegen nicht vorhanden. Für die Anregungsfrequenzen 320 Hz und 430 Hz sind die Peaks bei der doppelten und der dreifachen Frequenz nur im Versuch mit Strömung und nicht im Referenzversuch ohne Strömung erkennbar.

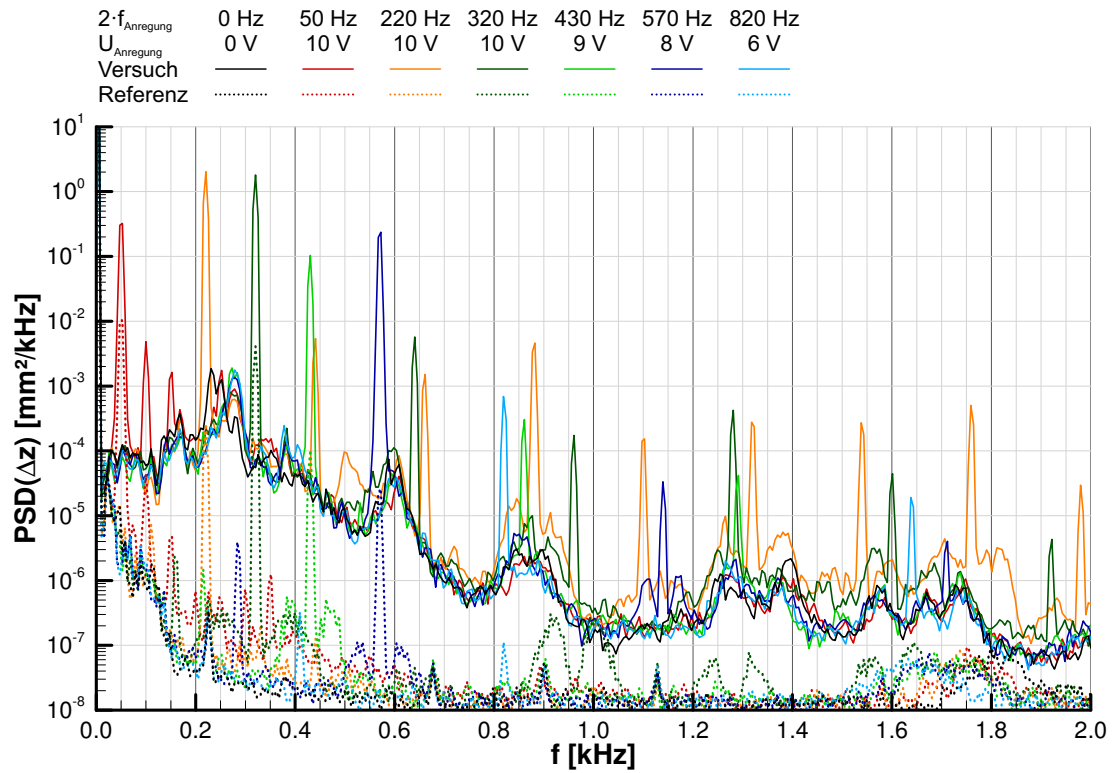
Wird der Stoßgenerator nach hinten auf die Position  $x = 15$  mm verschoben, so trifft der Stoß erst kurz vor Ende der elastischen Platte auf, die Platte erfährt im Versuch fast keine statische Durchbiegung (siehe Abbildung 2.31). Auch in diesem Fall fällt die Reaktion auf eine Anregung bei 50 Hz mit Strömung geringer aus also ohne (siehe Abbildung 2.42b). Für alle anderen Anregungen ist es wieder umgekehrt. Ohne Strömung wird für eine Anregungsfrequenz von 300 Hz eine geringere Amplitude gemessen als bei 430 Hz. Dagegen werden im Versuch mit Strömung bei 300 Hz größere Vibrationen gemessen und der Unterschied fällt größer aus. Auch im Vergleich zu den Reaktionen auf eine Anregung bei 160 Hz fällt bei 300 Hz der deutliche Unterschied zwischen Versuch und Referenz auf.

Die Ergebnisse mit Anregung bei Mach 2.5 und dem Stoßgenerator bei  $x_{\Delta} = -160$  mm sind in Abbildung 2.43a gezeigt. Hier ist insbesondere das Spektrum aus dem Versuch mit Strömung und einer Anregung der niedrigsten Mode bei 220 Hz auffällig, da hier für alle Vielfachen bis zum Neunfachen deutliche Peaks vorhanden sind. Zusätzlich sind auch noch weitere Peaks erkennbar, die ohne Anregung nicht auftauchen – zum Beispiel bei 500 Hz, 1260 Hz und 1380 Hz. Im Referenzversuch ohne Strömung sind dagegen weder die Vielfachen noch die Nebenpeaks vorhanden. Für die anderen Anregungen sind die Vielfachen bis 2 kHz vorhanden, allerdings keine Nebenpeaks. Auch die Anregung bei 50 Hz führt in diesem Fall zu höheren Amplituden im Versuch mit Strömung, es sind deutliche Peaks bei der doppelten und der dreifachen Frequenz erkennbar.

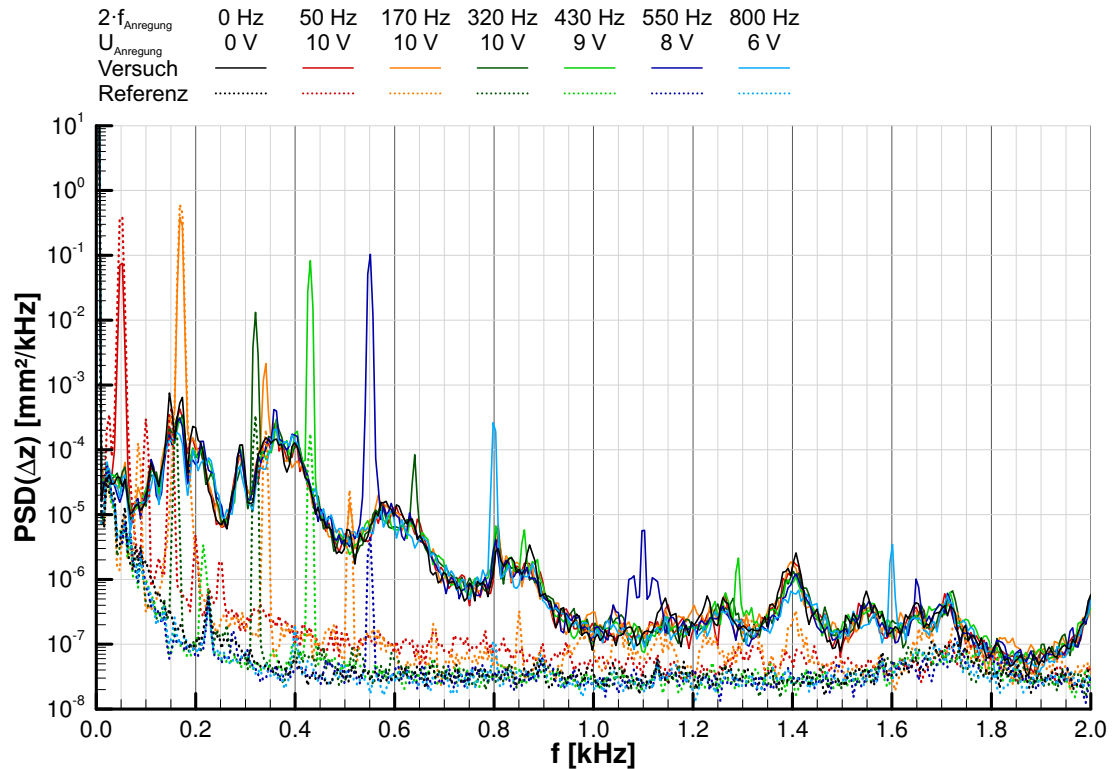
Abbildung 2.43b zeigt die Ergebnisse bei Mach 3.5 und dem Stoßgenerator bei  $x_{\Delta} = -160$  mm. In diesem Fall ist die Vibration für eine Anregung bei 50 Hz im Referenzversuch erneut signifikant höher als im Versuch. Für eine Anregung bei 170 Hz sind die Amplituden, die mit und ohne Strömung gemessen werden, vergleichbar. Für die höheren Anregungsfrequenzen sind die mit Strömung gemessenen Amplituden deutlich höher als die ohne Strömung gemessenen. Dies gilt insbesondere für die beiden höchsten Frequenzen 550 Hz und 800 Hz. Es sind zwar auch für verschiedene Vielfache der Anregungsfrequenzen Peaks erkennbar, allerdings liegen deren Amplituden deutlich unter dem Niveau der anderen Peaks.



**Abbildung 2.42:** Vergleich der Plattenvibrationen mit elektromagnetischer Anregung für Versuche mit und ohne statische Durchbiegung,  $Ma_{\infty} = 3.0$



(a) Versuch bei  $Ma_{\infty} = 2.5$  und  $x_d = -160$  mm



(b) Versuch bei  $Ma_{\infty} = 3.5$  und  $x_d = -160$  mm

**Abbildung 2.43:** Vergleich der Plattenvibrationen mit elektromagnetischer Anregung für Versuche bei  $Ma_{\infty} = 2.5$  und  $Ma_{\infty} = 3.5$



## 3 Simulationen der mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Zwar wurden im Rahmen des SFB/TRR 40 vom Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik der TU München hochqualitative LES-Simulationen der Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung durchgeführt (vergleiche Grilli u. a. [41]), doch auf Grund der Komplexität dieser Rechnungen war es weder möglich, viele Simulationen für Parameterstudien durchzuführen noch den gesamten Kanalquerschnitt zur Bestimmung der 3D-Effekte zu simulieren. Auch der Fortschritt der Arbeiten beim Lehrstuhl für computergestützte Analyse technischer Systeme und beim Institut für Leichtbau der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (RWTH) ließ keine Rechnungen zur Auslegung der Experimente oder Parameterstudien zur Interpretation der Daten zu. Für weitere Informationen zu den numerischen Simulationen und Entwicklungen, die mit dieser Arbeit in Zusammenhang stehen und im Rahmen des SFB/TRR 40 durchgeführt wurden, vergleiche Hosters u. a. [57], Pasquariello u. a. [90, 91] und Danowski u. a. [13]. Daher umfasst diese Arbeit auch eigene Simulationen, die mit einfacheren und etablierten Methoden durchgeführt wurden. Einerseits wurden im Vorfeld Simulationen zur Auslegung der Experimente und andererseits im Nachgang detaillierte Simulationen zur Unterstützung der Interpretation der Messergebnisse durchgeführt. Durch Variationen bei der Modellierung können die Experimente hinsichtlich ihrer Eignung zur Verifizierung von Simulationstools überprüft werden. Des Weiteren helfen die Simulationen bei der Abschätzung von 3D-Effekten und der Bewertung der Notwendigkeit qualitativ hochwertiger Simulationen. Für die Strömungssimulationen steht der beim DLR im Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik entwickelte und etablierte RANS-Löser TAU zur Verfügung [39, 104]. Für die Struktursimulationen wird ANSYS verwendet. Mit Hilfe eines Programms, das im Rahmen von IMENS beim Institut für Flugzeugbau und Leichtbau (IFL) an der TU Braunschweig entwickelt wurde [48, 50], können diese beiden Programme aneinander gekoppelt werden und so Strömung-Struktur-Wechselwirkungen simuliert werden.

### 3.1 Struktursimulation der elastischen Platte ohne Strömung

Für eine erste Beurteilung verschiedener Ansätze für die Struktursimulation wird die Verformung der elastischen Platte unter einer zeitlich und räumlich konstanten Druckbelastung berechnet und mit den Ergebnissen aus den entsprechenden Vorversuchen verglichen (siehe Abschnitt 2.2.2).

Die Verformung der elastischen Platte lässt sich grob mit der Balkentheorie zweiter Ordnung abschätzen [33]. Gleichung (3.1) gibt dazu die vierte Ableitung der Verformung  $\Delta z''''(x)$  in

Abhängigkeit von der Streckenlast  $q(x)$ , dem Elastizitätsmodul  $E$  und dem Flächenträgheitsmoment um die  $y$ -Achse  $I_y$ . Im Gegensatz zur linearen Balkentheorie erster Ordnung werden hier auch geometrische Verfestigungen berücksichtigt. Daher werden auch die zweite Ableitung der Verformung  $\Delta z''(x)$  und die Längskraft in der Platte  $N$  benötigt. Die Längskraft ergibt sich aus der Dehnung der elastischen Platte und deren Querschnittsfläche  $A$ . Die Differenz zwischen der Kurvenlänge der verformten Platte und der ursprünglichen Plattenlänge  $l$  wird als Längenänderung  $\Delta l$  bezeichnet. Die Kurvenlänge lässt sich aus der ersten Ableitung der Verformung  $\Delta z'(x)$  bestimmen [89].

$$\Delta z''''(x) = \frac{q(x) + N \Delta z''(x)}{E \cdot I_y} \quad \wedge \quad N = EA \frac{\Delta l}{l} = \frac{EA}{l} \left[ \int_0^l \sqrt{1 + (\Delta z'(x))^2} dx - l \right] \quad (3.1)$$

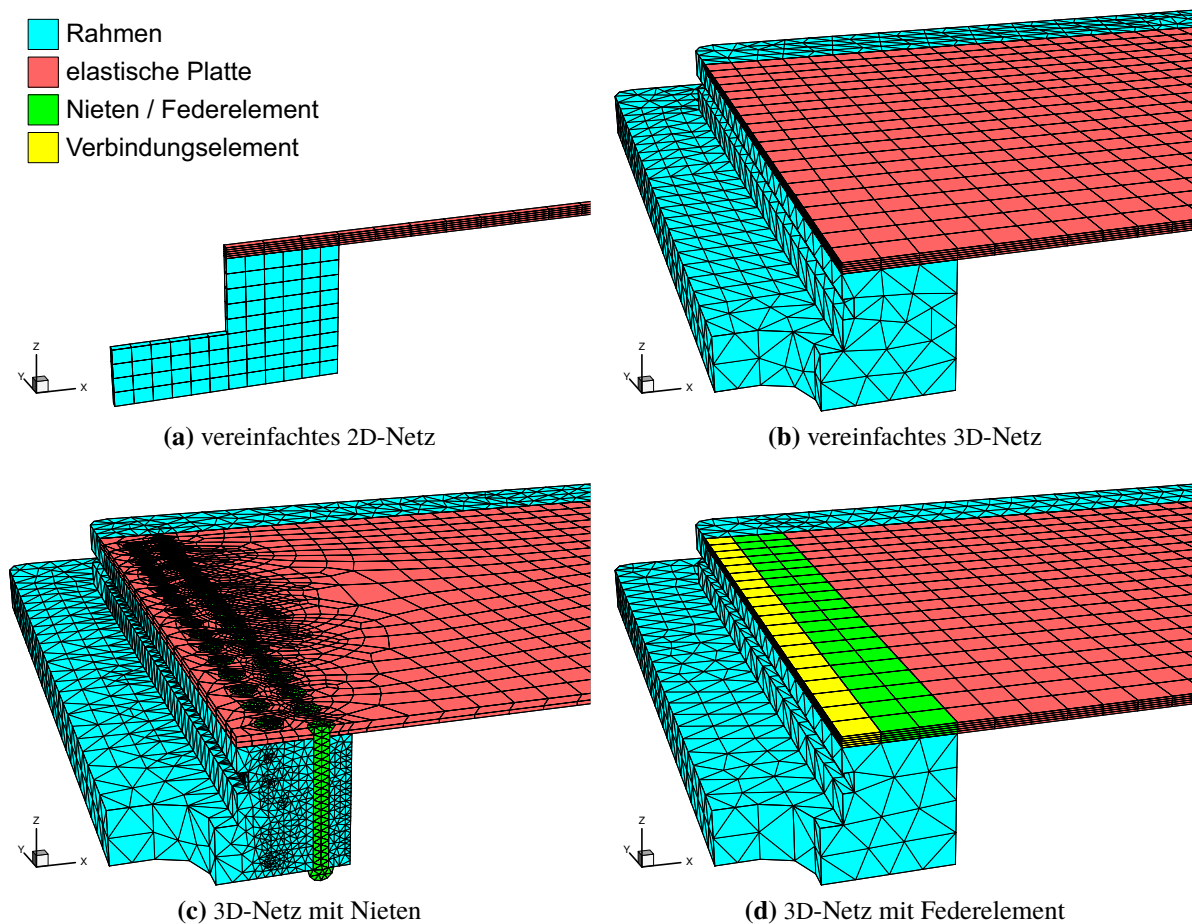
Die Streckenlast lässt sich als Produkt einer Druckdifferenz  $\Delta p(x)$  zwischen Ober- und Unterseite der elastischen Platte und deren Breite  $b$  ausdrücken. Das Flächenträgheitsmoment und die Querschnittsfläche lassen sich aus der Breite und Dicke der Platte bestimmen. Numerisch lässt sich das Problem mit einem einfachen Skript in einem iterativen Prozess lösen; dies ermöglicht die Berücksichtigung von komplizierteren 1D-Druckverteilungen beispielsweise aus 2D-Strömungssimulationen. Für eine konstante Druckdifferenz  $\Delta p$  existiert eine analytische Lösung der Differentialgleichung, die auch die Randbedingungen  $\Delta z(0) = 0$ ,  $\Delta z(l) = 0$ ,  $\Delta z'(0) = 0$  und  $\Delta z'(l) = 0$  erfüllt.

$$\Delta z(x) = \frac{6\Delta pl}{Ed^3\lambda^3} \left[ \sinh(\lambda x) + \coth\left(\frac{\lambda l}{2}\right) (1 - \cosh(\lambda x)) + \frac{\lambda}{l} x^2 - \lambda x \right] \quad (3.2)$$

$$\wedge \quad \lambda = \frac{2}{d} \sqrt{3 \frac{\Delta l}{l}} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{3}{l} \left[ \int_0^l \sqrt{1 + (\Delta z'(x))^2} dx - l \right]} \quad (3.3)$$

Dabei muss das Integral der Kurvenlänge zur Berechnung der Dehnung aber immer noch numerisch berechnet werden. Die Ergebnisse stimmen mit denen einer 2D-Finite-Elemente-Simulation (FEM) der elastischen Platte mit ANSYS unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte (Option „große Verformungen“) überein. Ersetzt man die feste Lagerung an den Rändern der elastischen Platte durch einen Ausschnitt des Rahmens (Abbildung 3.1a), so wird die Lagerung der Platte nachgiebig, die Verformungen werden größer und die Ergebnisse kommen den gemessenen Durchbiegungen deutlich näher (Abbildung 3.2a).

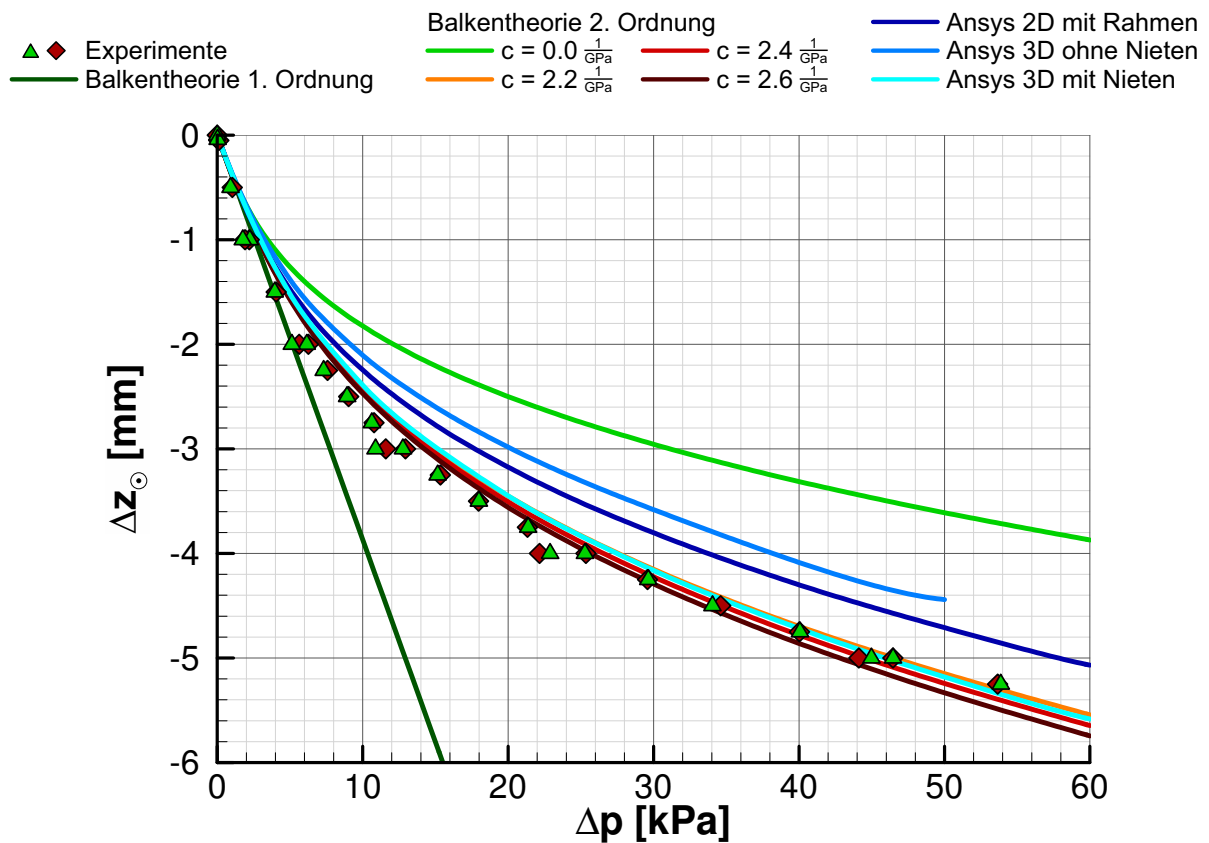
Bei einer 3D-Simulation der elastischen Platte mit Rahmen ist der Rahmen durch die Längsstreben steifer und die Durchbiegungen fallen wieder geringer aus. Eine Übereinstimmung der Messung und Simulation in der Plattenmitte wird erreicht, wenn die feste Verbindung zwischen der elastischen Platte und dem Rahmen durch eine Modellierung der Nieten ersetzt wird. Die Netze der 3D-FEM-Simulationen sind in Abbildung 3.1 abgebildet. Das Netz ohne Nieten (Abbildung 3.1b) umfasst den kompletten Einsatz und besteht aus 116 000 Punkten. Für den Rahmen ist es unstrukturiert und für die elastische Platte strukturiert, mit fünf Schichten in Dickenrichtung. Das Netz mit Nieten (Abbildung 3.1c) umfasst nur ein Viertel des Einsatzes und besteht aus 210 000 Punkten. Es ist sowohl für den Rahmen als auch für die elastische Platte unstrukturiert; allerdings besteht die Platte aus zwei Schichten ähnlicher Zellen. Die 3D-Simulationen sagen an den Rändern eine größere Durchbiegung als in der Plattenmitte voraus. Dies ist in Abbildung 3.3a für eine statische Druckbelastung von 30 kPa gezeigt. Die



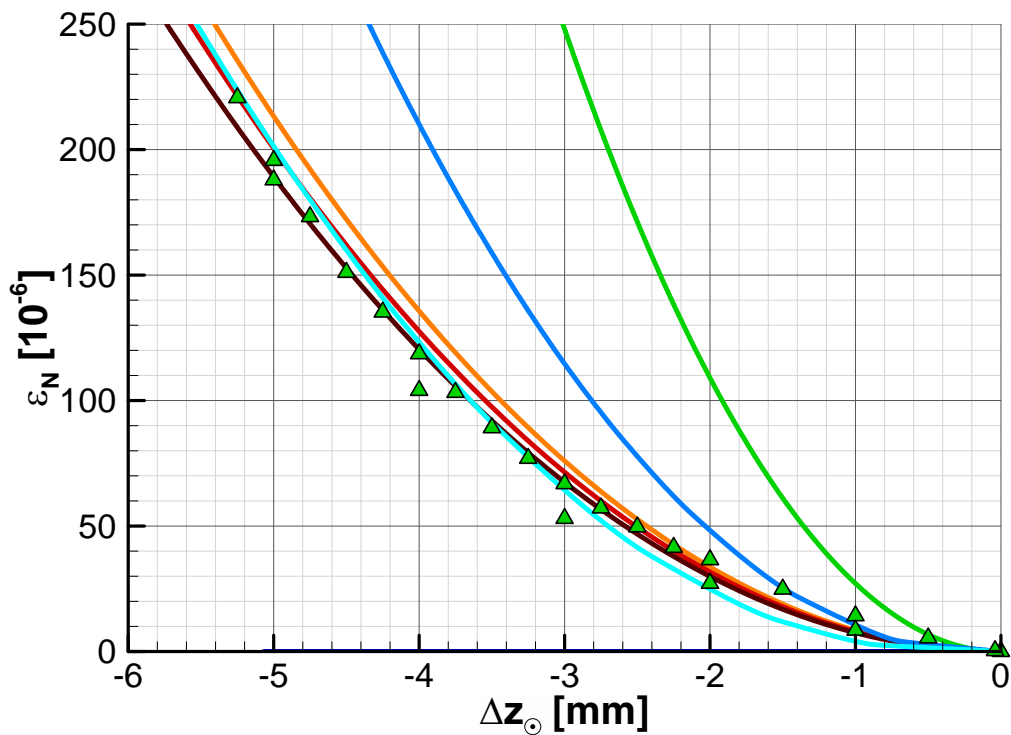
**Abbildung 3.1:** Ausschnitte verschiedener Netze für die Struktursimulationen

Kurven der gemessenen und der simulierten Verformung des Rahmens sind ähnlich, wie in Abbildung 2.14b auf Seite 33 zu sehen ist. Obwohl die Mitte des Sensors bei  $z = -11$  mm und die Oberkante bei  $z = -9$  mm liegt, stimmen die gemessenen Werte am besten mit den simulierten Werten bei  $z = -7$  mm überein. Dies kann entweder an einem Fehler in der Simulation oder einem Fehler bei den Messungen durch das nicht parallel liegende Ziel liegen. Die simulierten Längs- und Biegedehnungen in der Symmetrieebene in  $x$ -Richtung stimmen recht gut mit den Messungen überein, aber die Dehnungen in  $y$ -Richtung und am Plattenrand weichen signifikant von den Messungen ab.

Die Berechnung der detailliert modellierten Nieten ist zeitintensiv und wirkt destabilisierend, daher ist es zweckmäßig, die Auswirkung der Nieten in einem vereinfachten Modell abzubilden. Eine gute Näherung erhält man mit einem zusätzlichen Federelement zwischen Rahmen und elastischer Platte. Dazu wird im FEM-Modell für einen schmalen Streifen der elastischen Platte auf dem Rahmen der Elastizitätsmodul herabgesetzt. Abbildung 3.1d zeigt das entsprechende Netz. Der grüne Bereich der elastischen Platte ist das Federelement und nur der gelbe Bereich ist fest mit dem Rahmen verbunden. In der analytischen Lösung der Biegelinie lässt sich dies abbilden, indem bei der Berechnung der Längskraft die Längenänderung aus der Kurvenlänge um einen linear von der Längskraft abhängigen Betrag reduziert wird. Dazu wird

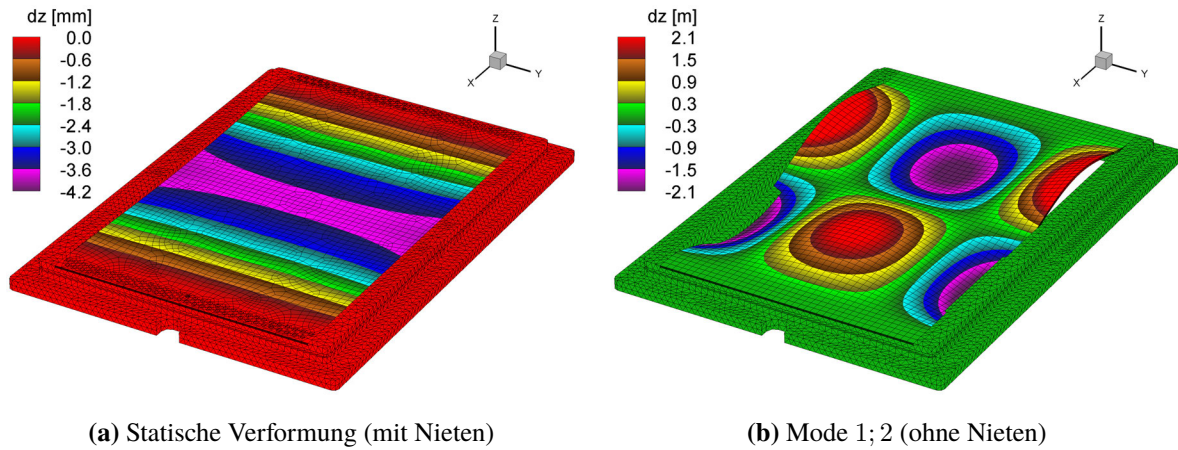


(a) Durchbiegung  $\Delta z_{\odot}$  in der Mitte der Platte



(b) Normaldehnungen  $\varepsilon_N$  in der Mitte der Platte

**Abbildung 3.2:** Simulation der elastischen Platte mit einer gleichmäßigen Druckbelastung



**Abbildung 3.3:** 3D-Finite-Elemente-Simulationen bei einer statischen, gleichmäßigen Druckbelastung von 30 kPa

eine Federkonstante  $c$  eingeführt.

$$N = \frac{Ebd}{l} \left( \Delta l - \frac{N}{b} c \right) = \frac{Ebd}{l + Edc} \Delta l \quad (3.4)$$

Damit ändert sich in der analytischen Lösung die Variable  $\lambda$  in Gleichung (3.3).

$$\lambda = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{3\Delta l}{l + Edc}} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{3}{l + Edc} \left[ \int_0^l \sqrt{1 + (\Delta z'(x))^2} dx - l \right]} \quad (3.5)$$

Mit dem Elastizitätsmodul von CK 75 von 206 GPa wird für eine Federkonstante von  $2.4 \frac{1}{\text{GPa}}$  eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bei gleichmäßiger Drucklast erzielt. Die Übereinstimmung mit der 3D-Simulation mit Nieten in Abbildung 3.2a ist sehr gut. Etwas größere Unterschiede gibt es bei den berechneten Dehnungen auf Grund der Normalspannungen in der elastischen Platte, zu sehen in Abbildung 3.2b.

Ein 3D-FEM-Modell des gesamten Einsatzes erlaubt eine Bestimmung der Moden der elastischen Platte für verschiedene statische Durchbiegungen. Gemäß der üblichen Bezeichnungsweise werden die Moden im Folgenden nach Anzahl der Neutrallinien in Längs- ( $x$ -Richtung) und Querrichtung ( $y$ -Richtung) nummeriert. So zeigt Abbildung 3.3b die Mode 1; 2 bei einer statischen Druckbelastung von 30 kPa. In Tabelle 3.1 sind die berechneten Frequenzen der ersten Moden für verschiedene Durchbiegungen aufgeführt. Wie zu erwarten, steigen die Frequenzen mit der Durchbiegung an. Allerdings ist die Zunahme nicht gleichmäßig über die Moden verteilt. Generell ist die relative Frequenzzunahme bei niedrigeren Moden größer. Daher wechselt die Reihenfolge der Moden bezüglich ihrer Frequenz. Beispielsweise ist bei keiner oder bei geringer Durchbiegung ( $\Delta p \leq 2 \text{ kPa}$ ) die Frequenz der Mode 0; 2 niedriger als die der Mode 1; 1 und die Frequenz der Mode 3; 0 ist niedriger als die der Mode 1; 3, aber für große Durchbiegungen ( $\Delta p \geq 10 \text{ kPa}$ ) ist es umgekehrt.

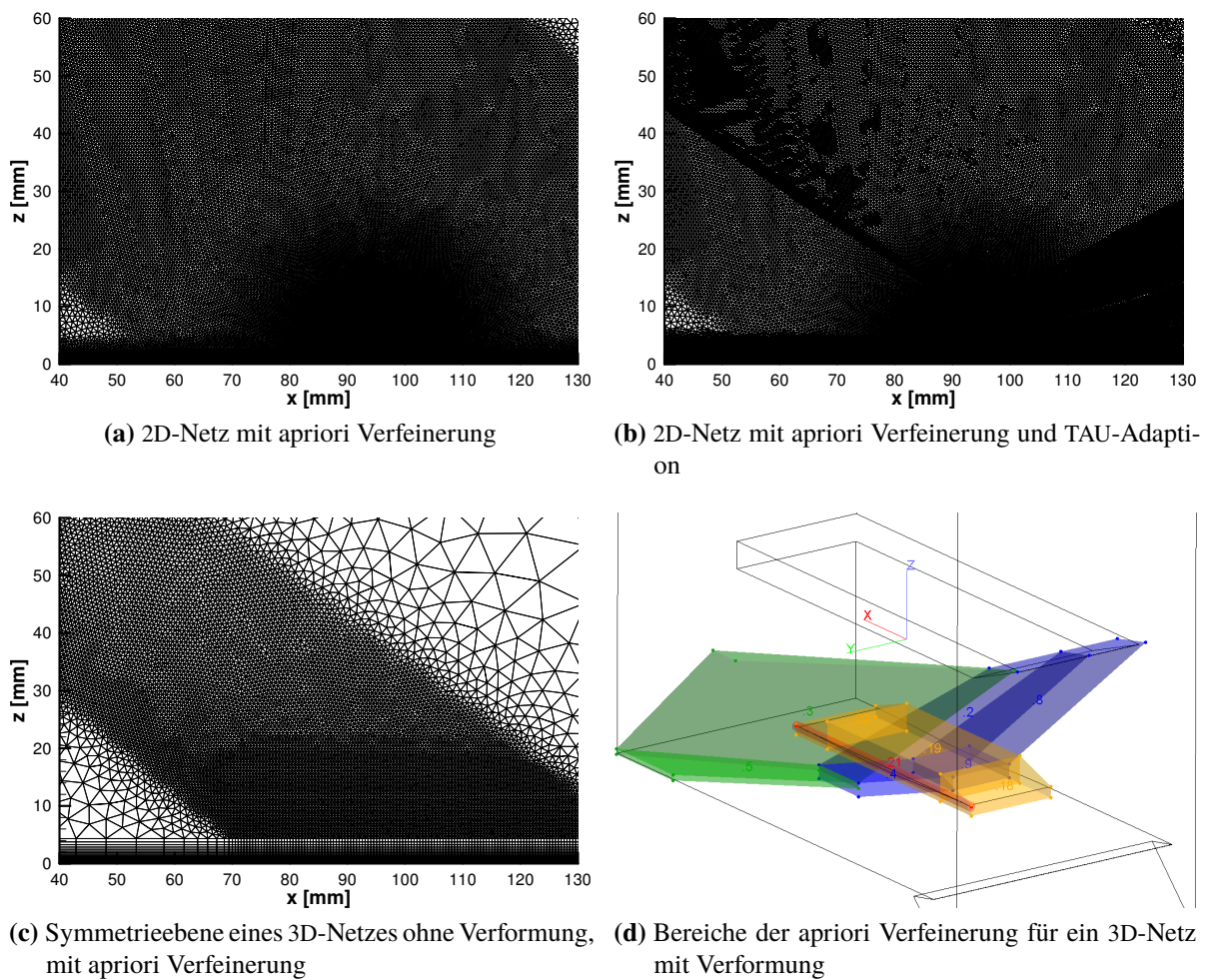
**Tabelle 3.1:** Eigenfrequenzen der elastischen Platte bei gleichmäßiger Druckbelastung

$\Delta p$ [kPa]		0	2	5	10	15	20	25	30
$\Delta z_{\odot}$ [mm]		0.00	-0.67	-1.38	-2.10	-2.60	-2.98	-3.30	-3.58
Mode bzw. Eigenfrequenz [Hz]	0;0	88	96	121	154	178	197	213	226
	0;1	123	130	154	187	211	231	248	263
	1;0	242	246	260	282	301	317	332	345
	0;2	284	291	311	342	367	388	406	422
	1;1	294	298	311	332	350	365	379	392
	1;2	471	474	483	499	514	528	540	552
	2;0	475	482	500	528	551	571	589	604
	2;1	534	541	559	587	613	631	648	663
	0;3	626	629	641	659	675	688	700	711
	2;2	730	734	748	770	788	804	818	831
	3;0	785	789	806	834	858	880	900	918
	1;3	807	809	816	828	839	850	859	868
	3;1	850	856	875	905	930	953	973	992
	3;2	1058	1063	1079	1104	1125	1144	1161	1177
	2;3	1073	1077	1087	1104	1118	1130	1141	1152
	0;4	1153	1155	1162	1174	1184	1192	1200	1207
	4;0	1176	1182	1201	1232	1260	1284	1307	1327
	4;1	1241	1247	1267	1300	1328	1353	1375	1396
	1;4	1322	1324	1329	1339	1347	1355	1362	1369
	3;3	1414	1418	1430	1450	1468	1483	1497	1510
	4;2	1459	1464	1481	1508	1532	1553	1573	1591

## 3.2 Strömungssimulation der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ohne Verformung

Für die Simulationen mit TAU werden die Strömungsbedingungen gemäß Tabelle 2.1 und hybride Netze verwendet, die mit CENTAUR generiert wurden. Diese bestehen aus mehreren Schichten strukturierter Zellen in der Nähe von reibungsbehafteten Oberflächen und aus unstrukturierten Zellen im restlichen Strömungsvolumen. Dabei ist die strukturierte Unterschicht bei dreidimensionalen Simulationen im Allgemeinen nur normal zur Oberfläche strukturiert und parallel zur Oberfläche unstrukturiert. Bereiche, in denen Stöße oder Ablösungen auftreten, werden bereits bei der Erzeugung der Netze verfeinert. Die Definition dieser Bereiche ist über mehrere Generationen von Netzen optimiert worden. Dieses aufwändige Vorgehen führt zu hochwertigeren Zellen im Vergleich zur automatischen Verfeinerung von TAU; zudem verhindert die gleichmäßigere Größenverteilung der Zellen eine Wechselwirkung zwischen Netzverfeinerung und Strömung. Da die verfeinerten Bereiche breiter sind, können kleine Änderungen der Stoßlagen toleriert werden und es ist keine erneute Netzgenerierung notwendig. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.4 Ausschnitte verschiedener Netze für Strömungssimulationen bei Mach 3.0.

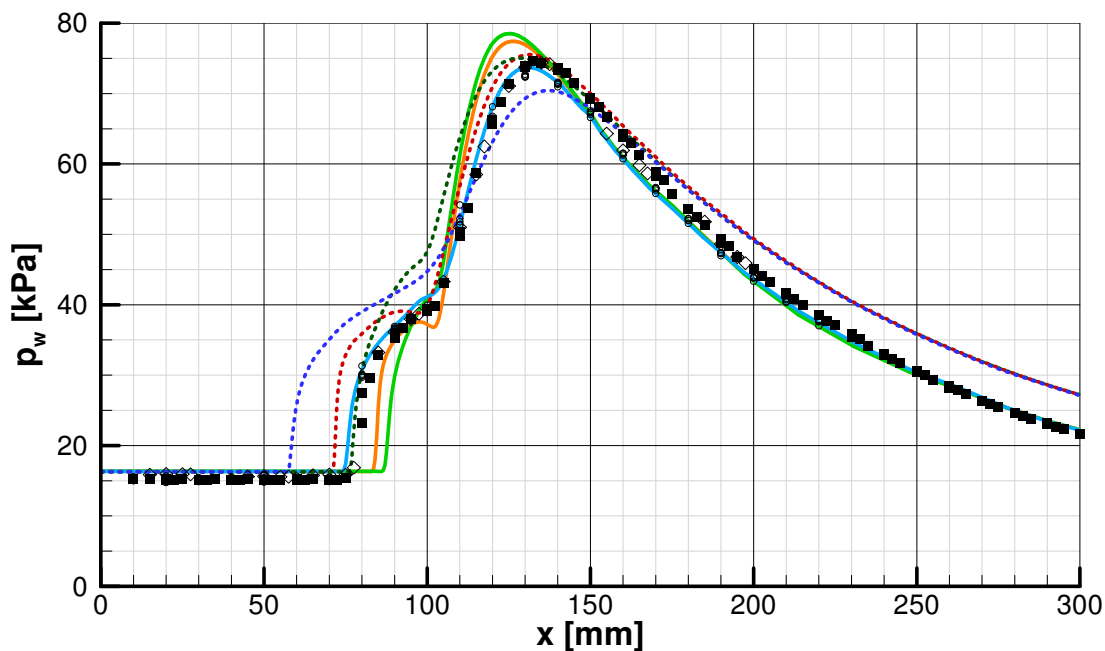




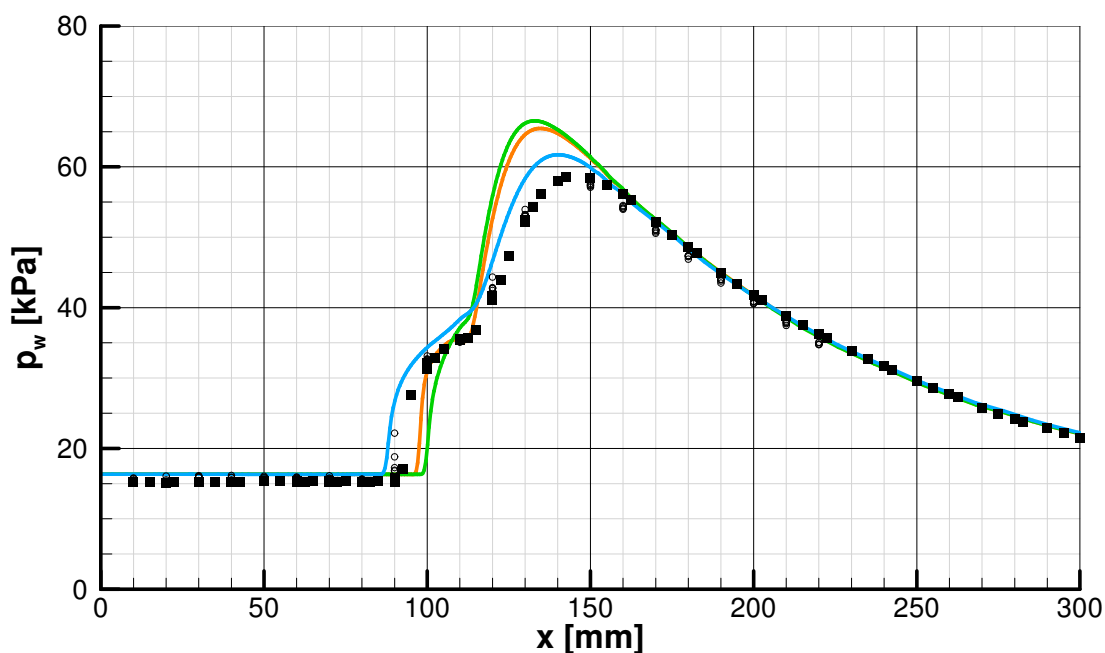
**Abbildung 3.4:** Ausschnitte verschiedener Netze für die Strömungssimulationen

Die 2D-Netze der letzten Generation bestehen aus etwa 380 000 Punkten, die etwa 630 000 Volumenelemente bilden; 3D-Netze der letzten Generation bestehen aus etwa  $11 \cdot 10^6$  Punkten und  $37 \cdot 10^6$  Elementen. Die 2D-Netze sind zusätzlich zur apriori Verfeinerung auch mit Hilfe der automatischen Adaption von TAU verfeinert (Abbildung 3.4b). Bei 3D-Netzen reicht es aufgrund der Symmetrie, die Hälfte der Kanalbreite zu simulieren. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten wird mit dem Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) von Eisfeld [25, 26] erreicht. Dazu werden eine zentrale Diskretisierung der Hauptströmungsgleichungen und das Upwind-Schema zweiter Ordnung von Roe für die Diskretisierung der Turbulenzgleichungen verwendet. Dies ermöglicht die Verwendung des impliziten Backward-Euler-Verfahrens und damit die Nutzung relativ großer Courant-Friedrichs-Lewy-Zahlen (CFL-Zahlen) für eine zügige Konvergenz.

Die TAU-Simulationen zeigen, dass die Form und Größe der Ablöseblase am Auftreffpunkt des Verdichtungsstoßes stark vom verwendeten Turbulenzmodell abhängt. Des Weiteren wird deutlich, dass 2D-Simulationen zwar gut geeignet für schnelle Abschätzungen sind, aber einige wesentliche Aspekte der Strömung nicht erfassen können. Abbildung 3.5a zeigt die Druckverteilungen auf dem unverformten Einsatz, die mit den drei Turbulenzmodellen Spalart-Allmaras-



**(a)** Druckverteilung  $p_w$  bei  $y = 0$  mm

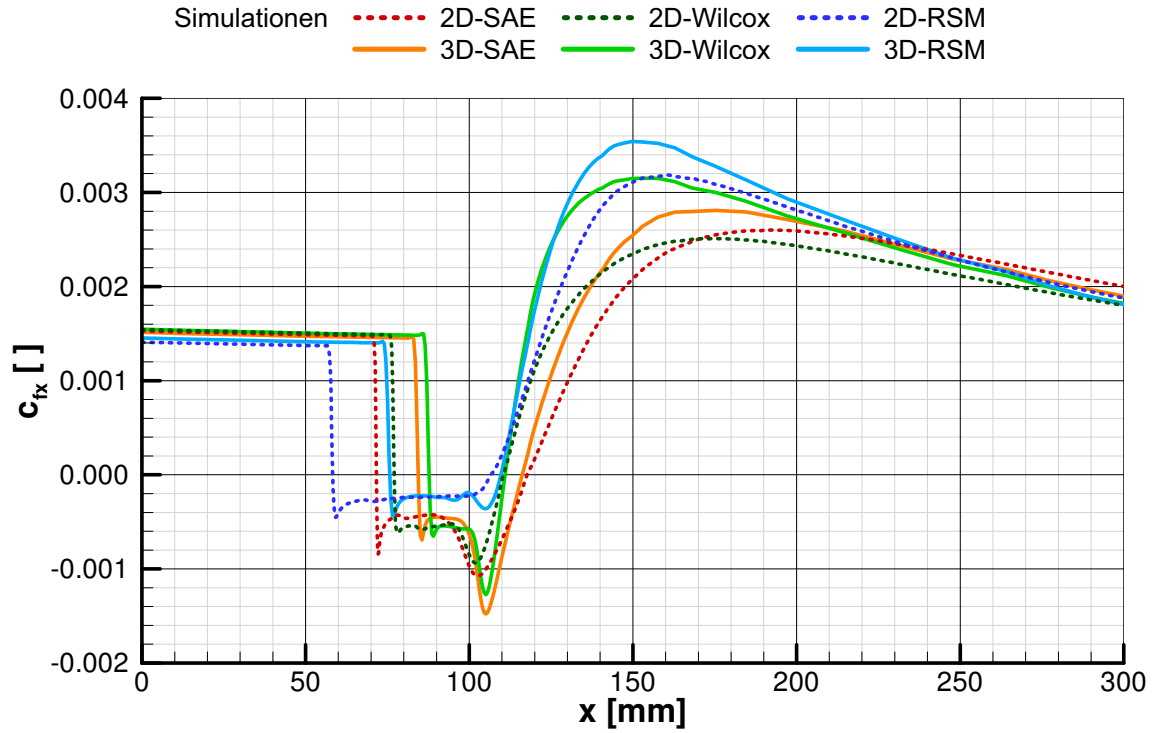


**(b) Druckverteilung  $p_w$  bei  $y = -90$  mm**

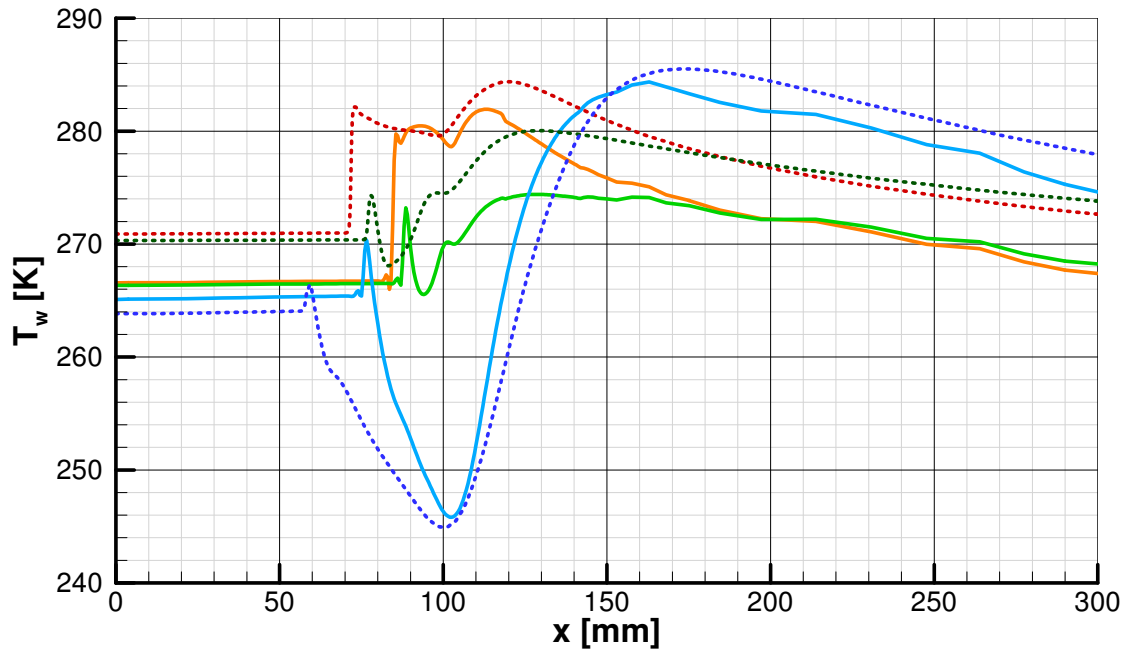
**Abbildung 3.5:** Vergleich der simulierten und der gemessenen Druckverteilung bei  $Ma_\infty = 3.0$

Edwards (SAE), Wilcox- $k-\omega$  und RSM in 2D- und 3D-Simulationen für Mach 3.0 berechnet wurden. Zum Vergleich sind die Messergebnisse aus Abschnitt 2.3.3 eingetragen. Die Größe der Ablöseblase und die Höhe des Drucksprungs über den Stoß ist abhängig vom verwendeten Tur-





(a) lokale Wandschubspannung  $c_{fx}$

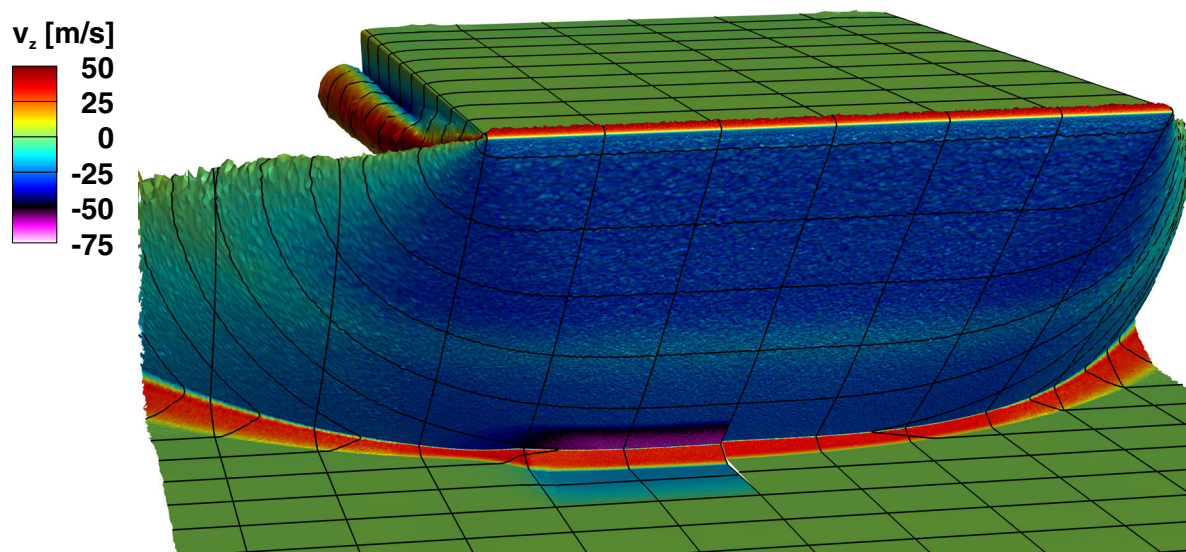


(b) adiabate Wandtemperatur  $T_w$

**Abbildung 3.6:** Einfluss des Turbulenzmodells auf die Ergebnisse bei  $Ma_\infty = 3.0$

bulenzmodell. Der Druckabfall nach dem Stoß ist dagegen unabhängig vom Turbulenzmodell.

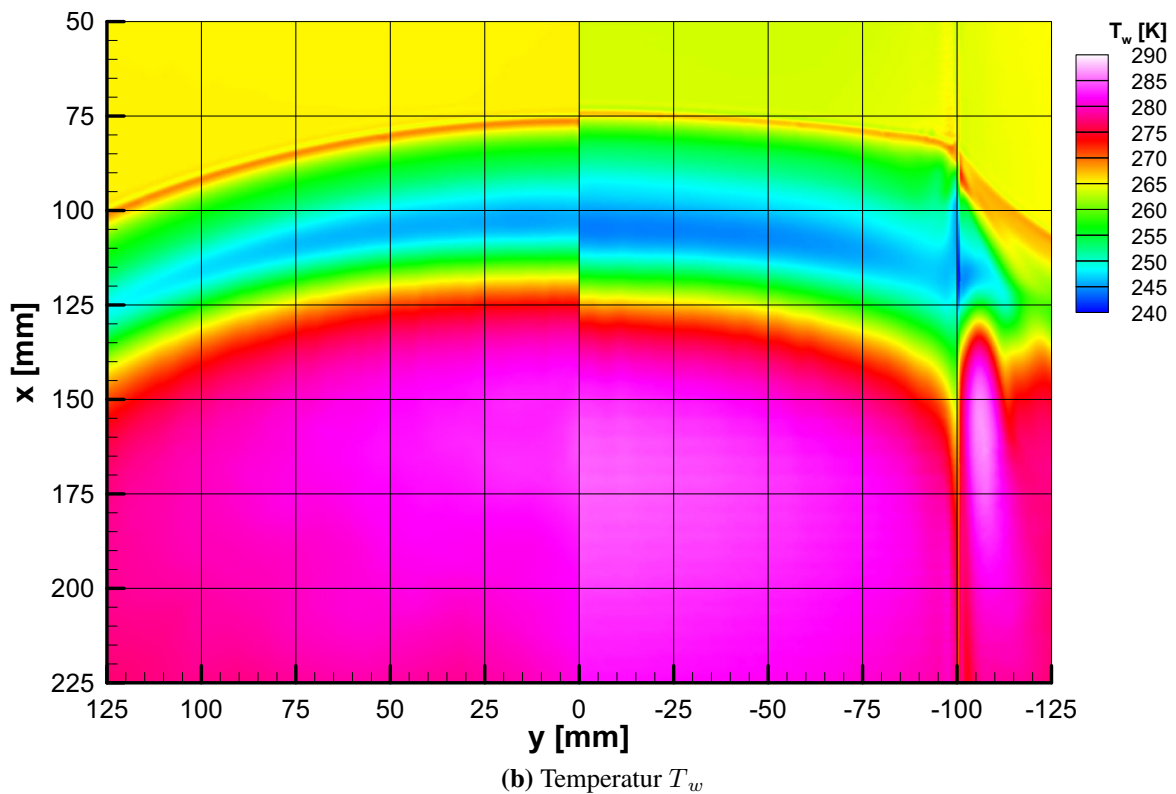
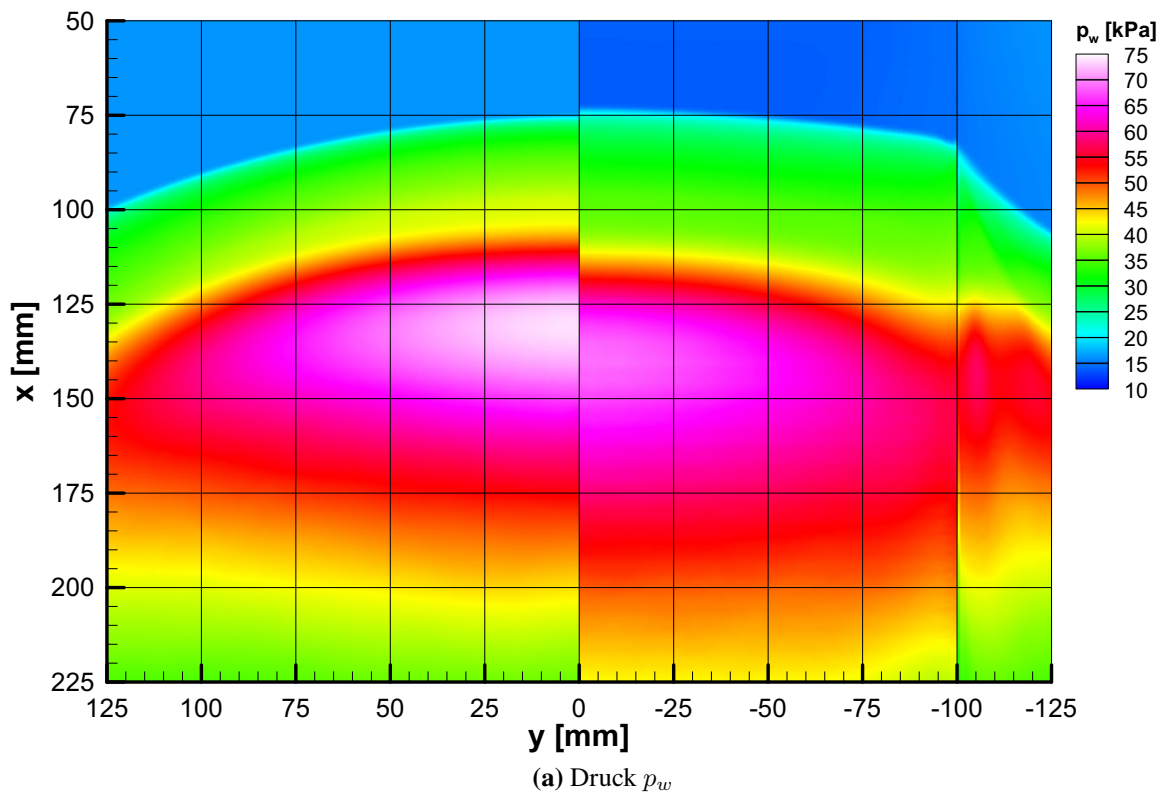
Der Einfluss der Turbulenzmodellierung sowie der 3D-Effekte auf Größe und Lage der Ablöse-



**Abbildung 3.7:** 3D-Ansicht der Isoflächen für  $Ma = 2.8$  einer Simulation bei  $Ma_\infty = 3.0$  mit der steifen Platte (rechts) und der elastischen Platte (links) mit dem RSM-Modell

blase lassen sich gut an der Verteilung der lokalen Wandschubspannungen in Abbildung 3.6a ablesen. Bei allen 2D-Simulationen ist die Ablöseblase größer als bei der entsprechenden 3D-Simulation, die Werte der Wandschubspannung in der Ablöseblase sind dagegen in etwa gleich. Bei den verschiedenen Turbulenzmodellen unterscheiden sich die Werte unmittelbar nach der Ablösung signifikant; gleiches gilt für 2D- und 3D-Simulationen. Dagegen sind die Werte am Beginn und am Ende des Einsatzes für alle Simulationen etwa gleich. Noch größere Auswirkungen hat die Turbulenzmodellierung auf die adiabaten Wandtemperaturen, wie in Abbildung 3.6b zu sehen ist. Da diese experimentell relativ gut zu messen sind, könnte dies ein scharfes Kriterium für eine korrekte Turbulenzmodellierung bilden. Wert und Richtung der Wandschubspannungen auf der Oberfläche in Abbildung 2.26b auf Seite 49 kann direkt mit den Ölfilmbildern in Abbildung 2.26a verglichen werden. Die erkennbaren Strukturen sind sehr ähnlich.

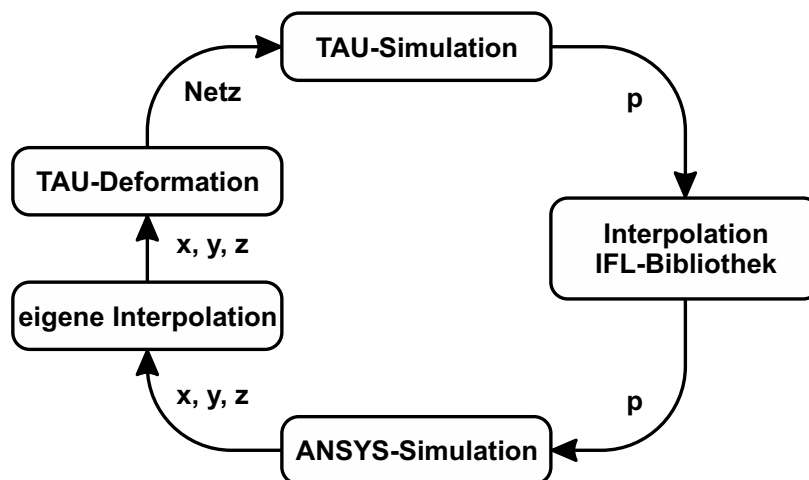
3D-Effekte werden bei den Experimenten vor allem dadurch verursacht, dass der Stoßgenerator nur die Hälfte der Windkanalbreite überspannt. Die deutlichste Auswirkung ist eine Krümmung des erzeugten Verdichtungsstoßes in  $y$ -Richtung. Dies ist gut an den Isoflächen in Abbildung 3.7 sowie der Druckverteilung auf der Oberfläche in Abbildung 3.8a zu sehen. Eine weitere Auswirkung ist der stärkere Druckabfall nach dem Verdichtungsstoß, zu erkennen beim Vergleich der Druckverteilungen aus 2D- und 3D-Rechnungen in Abbildung 3.5a. Der stärkere Druckabfall entsteht, da oberhalb des Stoßgenerators ein niedrigerer Druck herrscht, und die Luft daher dessen Seiten umströmt. Dies kann man an den Wirbeln und der senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  erkennen, die in Abbildung 3.7 zu sehen sind. Weitere Auswirkungen sind ein größerer Drucksprung und eine kleinere Ablöseblase bei 3D-Simulationen gegenüber 2D-Simulationen.



**Abbildung 3.8:** Oberflächenwerte bei  $Ma_\infty = 3.0$  auf der steifen Platte (links) und der elastischen Platte (rechts) aus 3D-Simulation mit RSM-Modell

### 3.3 Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulation der Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Mit Hilfe der Skriptbibliothek des IFL lassen sich die Struktursimulationen mit ANSYS an die Strömungssimulationen mit TAU koppeln und somit die Experimente noch genauer nachvollziehen. Für die Struktur wird dazu das 3D-Modell verwendet, bei dem die Nietverbindung durch ein Federelement modelliert wird. Bei einer Durchbiegung der Platte begrenzt eine zusätzliche Fläche das Strömungsvolumen – die Innenseite des Rahmens. Daher ist es nicht zweckmäßig, dreidimensionale gekoppelte Simulationen mit einem Netz der unverformten Konfiguration zu starten. Die ersten Rechnungen dieser Art werden daher mit einer generischen Verformung durchgeführt. Anschließend werden auf Grundlage der damit ermittelten Verformungen neue Netze erstellt, mit denen dann die endgültigen Rechnungen durchgeführt werden. Dazu muss die Interpolation der Strukturlösung auf das Strömungsnetz aus der IFL-Bibliothek ersetzt werden. Da die zu interpolierenden Flächen zu Beginn der Rechnungen nicht übereinstimmen, scheitert die dort implementierte Methode.



**Abbildung 3.9:** Informationsfluss bei den Simulationen mit mechanischer Kopplung

Der Informationsfluss der eingesetzten Kopplung ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Druckverteilung aus einer Strömungssimulation wird durch die IFL-Bibliothek auf das Strukturnetz interpoliert. Eine Struktursimulation mit der Druckverteilung als Randbedingung bestimmt die Verformung der Struktur. Die Verschiebungsvektoren werden durch eine Eigenentwicklung auf die Oberflächenpunkte des Strömungsnetzes interpoliert. Der TAU-Deformierer verschiebt damit die Punkte des Netzes, mit dem dann die nächste Strömungssimulation durchgeführt wird.

Für  $\text{Mach } 3.0$ ,  $x_4 = -160 \text{ mm}$  und  $p_\infty = 15.4 \text{ kPa}$  wurden gekoppelte Rechnungen mit den drei Turbulenzmodellen SAE, Wilcox- $k-\omega$  und RSM durchgeführt. Die Ergebnisse unterscheiden sich zwar deutlich in der Druckverteilung und der Größe des Ablösegebietes, aber auf die errechnete statische Durchbiegung hatte dies keine signifikante Auswirkung. Daher wurden die Simulationen der anderen Konfigurationen ausschließlich mit dem SAE-Modell ausgeführt, das deutliche Vorteile bei der Geschwindigkeit, Konvergenz und Stabilität besitzt.

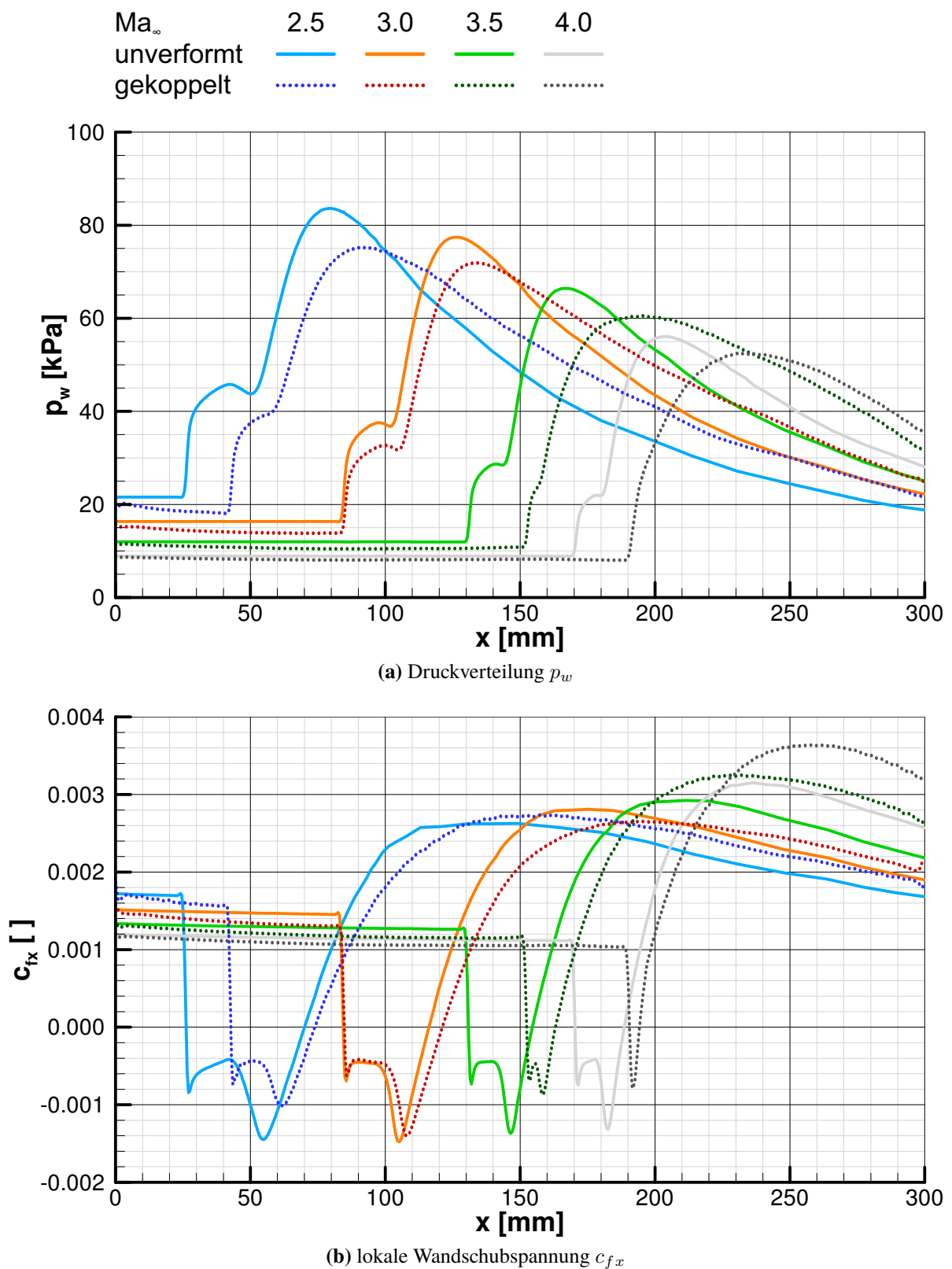
### 3.3 Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulation der Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Die Verformungen in der Symmetrieebene der auskonvergierten, gekoppelten Simulationen sind in den Abbildungen 2.30 bis 2.32 eingetragen. Sie stimmen mit den gemessenen Durchbiegungen gut überein. Eine Ausnahme ist der Fall Mach 4.0 in Abbildung 2.32, bei dem die gemessenen Verschiebungen durchgehend kleiner sind als die berechneten. Dafür gibt es zwei Gründe. Der Druck unterhalb der Platte liegt in diesen Experimenten deutlich über dem statischen Druck der Anströmung, der in den Simulationen angenommen wird. Die Platte ist nur wenig durchgebogen, weswegen Fehler in der Druckdifferenz große Auswirkungen haben, wie in Abschnitt 2.1.4 gezeigt wurde. Für eine genaue Bewertung der Abweichungen müssten die Simulationen mit den gemessenen Anströmdaten und Drücken in der Messgondel durchgeführt werden. Zur Reduzierung der Anzahl der notwendigen Rechnungen und zur Bewertung der Einflüsse einzelner Parameter wurden bei den Rechnungen, sofern nicht anders angegeben, für den Druck unter der elastischen Platte stets der statische Druck der Anströmung angenommen. Die Vibrationen der elastischen Platte und deren Anregung durch die Strömung lassen sich prinzipiell mit diesen Rechnungen nicht erfassen.

Im Gegensatz zu den Experimenten, können bei den Simulationen auch die Druckverteilungen auf der verformten, elastischen Platte bestimmt werden. Abbildung 3.10a zeigt die Oberflächen-drücke bei  $y = 0$  mm der unverformten und der verformten Geometrie für alle vier Machzahlen. Deutlich ist die Verschiebung der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung stromab für die verformte Geometrie bei allen Machzahlen außer Mach 3.0 zu erkennen. Vor der Interaktionszone ist jeweils ein Rückgang des Drucks durch die Expansion an der nach unten gebogenen Platte zu beobachten. Bei allen Machzahlen fällt der Druckanstieg für die verformte Geometrie geringer aus, der Druckabfall nach dem Maximum erfolgt langsamer. Dadurch sind die Druckanstiege insgesamt runder.

Der Vergleich der  $x$ -Komponente der Wandschubspannungen in Abbildung 3.10b zeigt die Auswirkung der Durchbiegung auf die Ausdehnung des Ablösegebiets. Nur bei Mach 3.0 nimmt die Länge der Ablöseblase durch die Verformung zu, bei allen anderen Machzahlen nimmt die Länge ab. Bei Mach 4.0 verschwindet die Ablöseblase fast vollständig. Mach 3.0 ist auch die einzige Machzahl, bei der das Maximum der Wandschubspannung mit Durchbiegung geringer ausfällt als ohne; bei allen anderen Machzahlen ist es umgekehrt.

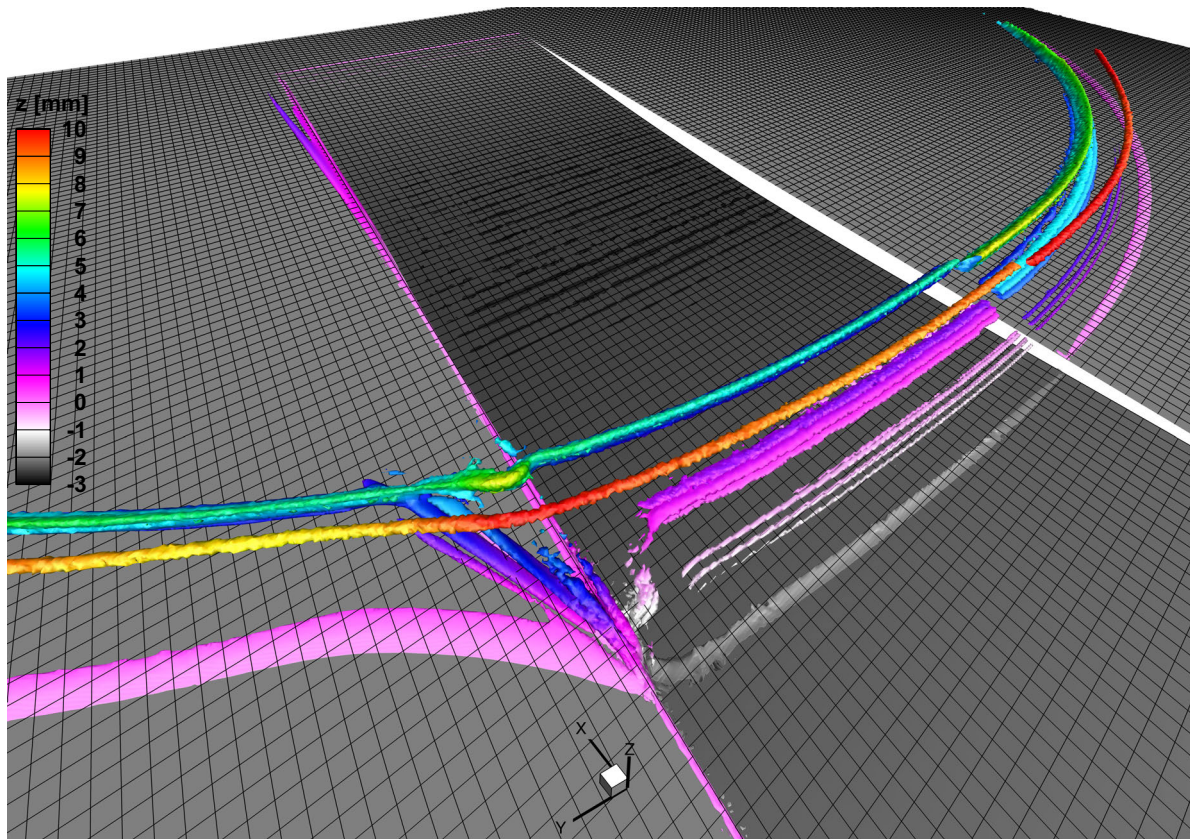
In Abbildung 3.11 sind 3D-Ansichten der Isoflächen für  $\lambda_2 = \pm 6 \cdot 10^6$  gezeigt. Das  $\lambda_2$ -Kriterium nach Jeong und Hussain [64] ist gut geeignet, um Wirbelstrukturen in der Strömung zu visualisieren. Die Ergebnisse stammen aus 3D-Simulationen mit dem RSM-Modell bei Mach 3.0 für die unverformte und die verformte Geometrie. Bei der unverformten Geometrie erkennt man drei große Wirbel, die dem gebogenen Verlauf der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung folgen, bei konstantem Abstand zur Oberfläche. Bei der verformten Geometrie sind zu zusätzliche Wirbel zu erkennen, die an der Stufe zwischen der Grundplatte und der elastischen Platte entstehen. Diese Eckenwirbel verlaufen nach außen und oben. Sie stören die anderen drei Wirbel. Der wandnächste Wirbel verschwindet im Bereich rund um die Stufe vollständig. Der am weitesten stromab liegende Wirbel folgt der elastischen Platte und verlagert sich über dieser nach unten. Durch die Interaktion mit den Eckenwirbeln wird er lokal nach oben verschoben. Der am weitesten stromauf liegende Wirbel verschiebt sich über der elastischen Platte auch etwas nach unten. Durch die Interaktion wird er leicht nach oben verschoben und anschließend deutlich nach unten gezogen. Dadurch verläuft er im Außenbereich mit deutlich geringerem Wandabstand als bei der unverformten Geometrie. Diese Interaktionen der Eckenwirbel mit



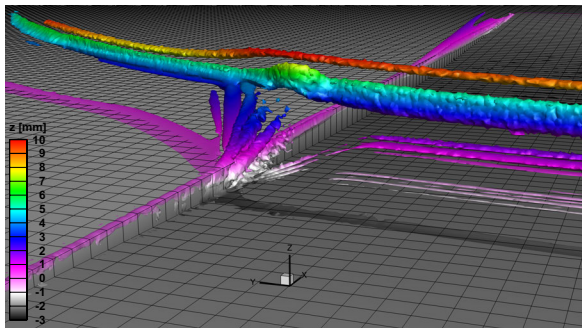
**Abbildung 3.10:** Vergleich von Simulationen der unverformten Struktur mit gekoppelten Rechnungen bei verschiedenen Machzahlen,  $x_q = -160$  mm,  $y = 0$  mm



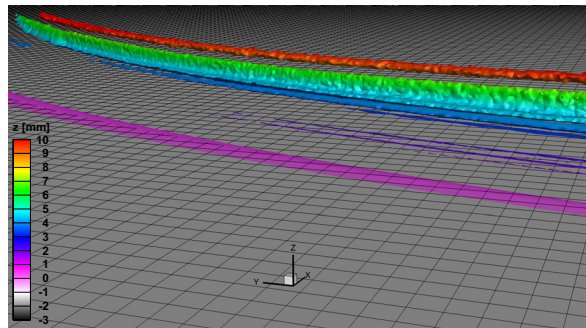
### 3.3 Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulation der Strömung-Struktur-Wechselwirkung



(a) Gesamtansicht: elastische Platte links, gespiegelte steife Platte rechts



(b) Detailansicht: elastische Platte



(c) Detailansicht: steife Platte

**Abbildung 3.11:** 3D-Ansicht der Isoflächen für  $\lambda_2 = \pm 6 \cdot 10^6$  einer Simulation bei  $Ma_\infty = 3.0$  mit dem RSM-Modell

der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung sind vermutlich die Ursache für die Begradigung des Stoßes auf der elastischen Platte. Weiter stromab gehen von der Kante zwischen Grundplatte und elastischer Platte weitere Eckenwirbel ab. Auf der Oberfläche der elastischen Platte sind nach der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung weitere kleine Querwirbel zu erkennen. Wie die stärker ausgeprägten Strukturen in den Ölfilmbildern in Abbildung 2.26a in Abschnitt 2.3.2, werden diese Querwirbel vermutlich durch die stärkere Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der elastischen Platte verursacht.

Vergleicht man das Ölfilmbild mit den berechneten Wandschubspannungen in Abbildung 2.26b,

so ist zu erkennen, dass im Experiment das Ablösegebiet auf der elastischen Platte vor allem stromauf wächst, in der Simulation aber mehr stromab. Die Abbildungen 3.8a und 3.8b zeigen die 2D-Verteilung des Oberflächendrucks und der Oberflächentemperatur bei Mach 3.0. Sie zeigen die Unterschiede zwischen der unverformten und der verformten Geometrie. Auch hier sind die Auswirkungen der Eckenwirbel deutlich erkennbar.



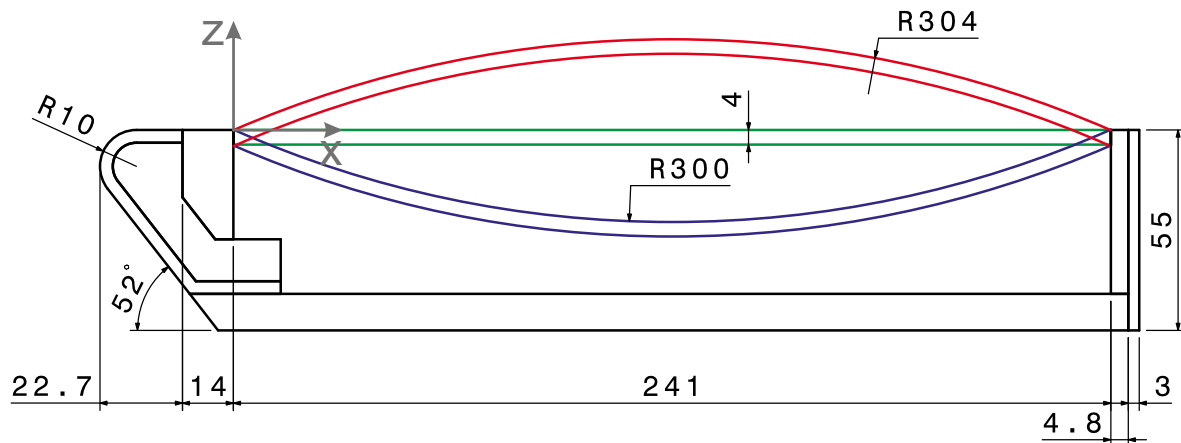
## 4 Experimente zur thermischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung

Um wichtige Effekte einer thermischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung (FSI) und ihre Mechanismen zu identifizieren, wurden im Rahmen des SFB/TRR 40 Experimente an faserverstärkten Keramikplatten durchgeführt. Die Versuche im lichtbogenbeheizten Windkanal 3 (L3K) des DLR in Köln werden für die (Weiter-)Entwicklung gekoppelter numerischer Simulationen im Rahmen des SFB/TRR 40 benötigt. Zudem dienen die Messdaten zur Validierung der entwickelten Werkzeuge.

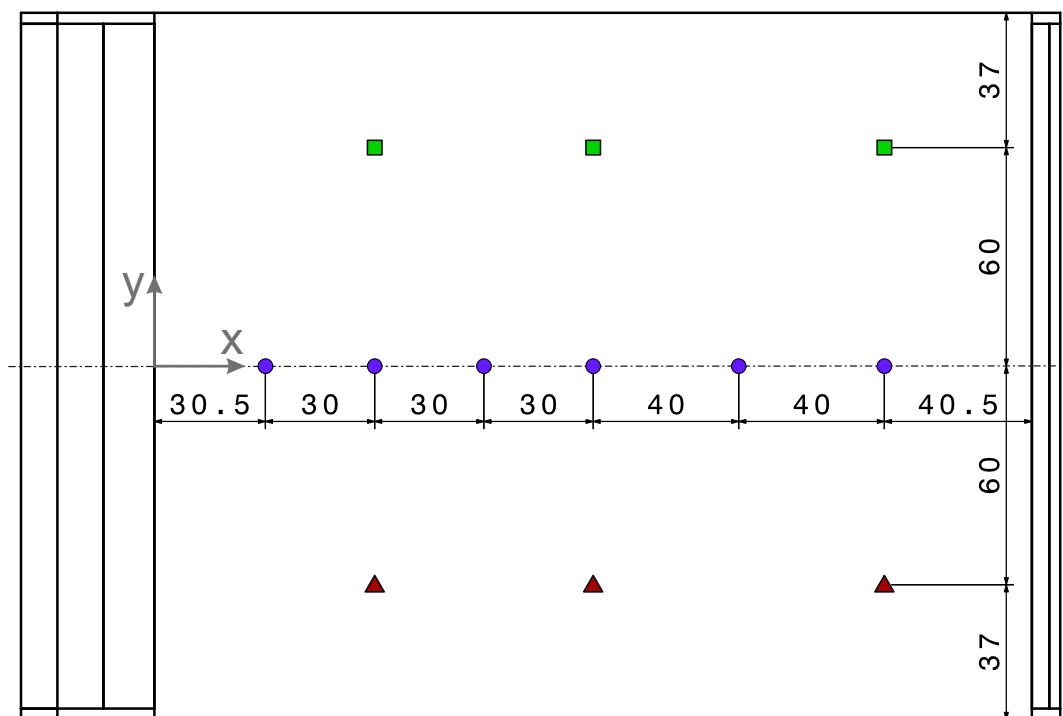
### 4.1 Auslegung des Modells

#### 4.1.1 Diskussion der Geometrie

Bei der Auslegung der experimentellen Untersuchungen mussten verschiedene Randbedingungen beachtet werden: Die Experimente müssen geeignet sein, hochgenaue 2D-Simulationen zu verifizieren. Es sollte eine einfache Konfiguration für grundlegende Experimente geben und Konfigurationen, bei denen kompliziertere Effekte auftreten. Verschiedene wichtige Aspekte der thermischen Strömungs-Struktur-Wechselwirkung sollten abgedeckt werden. Daher wurden, für den existierenden Modellträger aus dem IMENS-Projekt, drei verschiedene Formen von Testpaneelen gefertigt – eine ebene, eine konvexe und eine konkave Platte. Skizzen mit den Abmaßen des Modells finden sich in Abbildung 4.1. Die Testpaneele und die passenden Seitenplatten sind aus kohlefaserverstärktem Siliciumcarbid (C/C-SiC) vom Teilprojekt D7 beim DLR in Stuttgart [9] gefertigt worden. Die gebogenen Platten haben einen Radius von 300 mm. Die Testpaneele haben eine Länge von 241 mm, eine Breite von 194 mm und eine Dicke von 4 mm. Sie sind gegenüber der gekühlten Nase und der Rückplatte thermisch isoliert; optional sind sie auch gegenüber der gekühlten Bodenplatte isoliert. Abbildung 4.2 zeigt zwei Beispielkonfigurationen. Die aktiv gekühlte Nase ist aus Kupfer gefertigt, hat einen Radius von 10 mm, sie ist in den Abbildungen orange gefärbt. Die aktiv gekühlte Bodenplatte ist aus Stahl gefertigt und ist in den Zeichnungen blau gefärbt. Die grün gefärbten Isolierungselemente sind aus Kerform KVS 18/400 von RATH. Dabei handelt es sich um einen Hochtemperaturdämmstoff, der aus Aluminiumsilikatwolle hergestellt wird. Er besteht zu 80 % aus Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) und zu 20 % aus Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ). Die Keramikplatten sind dort grau gefärbt. Durch verschiedene Herstellungsprozesse unterscheiden sich die ebenen und die gekrümmten Platten in Aussehen, Oberflächenqualität und eventuell auch in den Eigenschaften. Die gewobenen, ebenen Platten haben eine sehr schöne, glatte Oberfläche (Abbildung 4.3a); dagegen haben die gewickelten, gebogenen Platten eine rauere Oberfläche und enthalten einige Fehlstellen (Abbildung 4.3b). Alle Seitenelemente sind geflochten. Eine zweite ebene Platte wurde mit



(a) Seitenansicht: schwarz  $\hat{=}$  Modellhalter, grün  $\hat{=}$  ebene Platte, rot  $\hat{=}$  konvexe Platte, blau  $\hat{=}$  konkave Platte



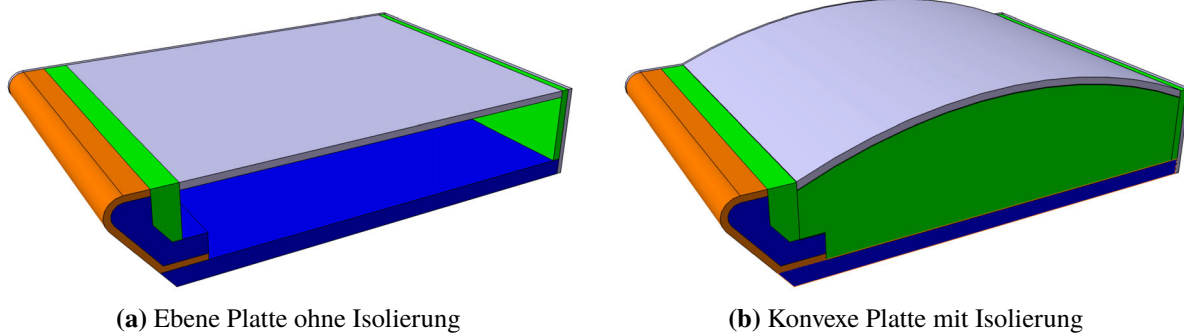
(b) Draufsicht:  $\bullet$   $\hat{=}$  Thermoelemente in 2,0 mm Tiefe,  $\blacktriangle$   $\hat{=}$  Thermoelemente in 2,5 mm Tiefe,  $\blacksquare$   $\hat{=}$  Thermoelemente in 3,0 mm Tiefe

**Abbildung 4.1:** Skizzen des Modells B mit Abmaßen; Definition des Koordinatensystems

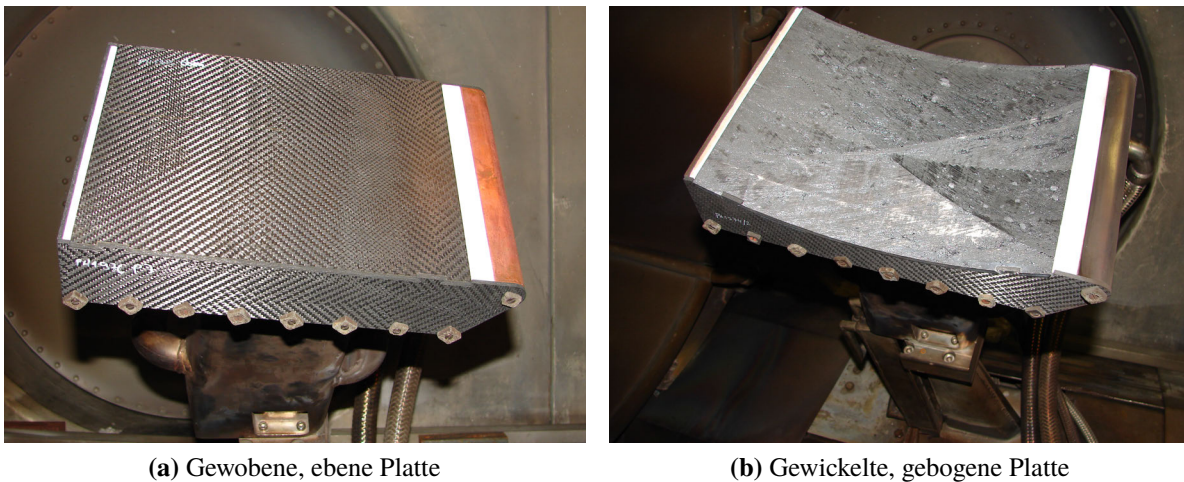
einer Anti-Oxidationsschicht aus Siliciumcarbid (SiC) mittels chemischer Gasabscheidung versehen.

#### 4.1.2 Instrumentierung und Datenerfassung

Drei verschiedene Techniken wurden verwendet, um – während des Versuchs und während der nachfolgenden Abkühlphase – die Temperatur auf der Oberfläche zu messen. In jede Testplatte wurden zwölf Thermoelemente eingelassen: sechs in der Symmetrieebene, 2 mm unter der



**Abbildung 4.2:** Zwei Beispiele der getesteten Konfigurationen

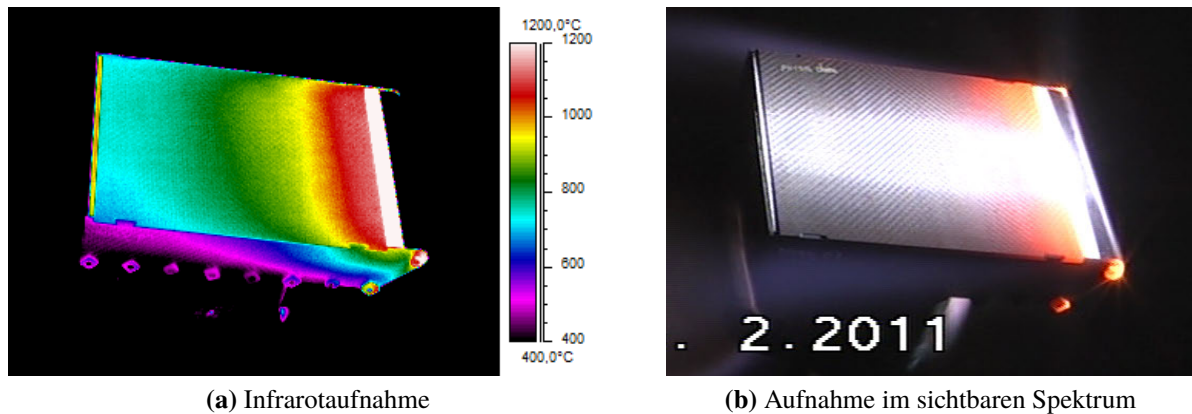


**Abbildung 4.3:** Erscheinungsbild der Platten mit verschiedenen Herstellungsverfahren

Oberfläche, drei auf einer Seite ( $y = -60$  mm) in 2.5 mm Tiefe und drei auf der anderen Seite ( $y = 60$  mm) in 3 mm Tiefe. Es handelt sich dabei um ummantelte Typ K Thermoelemente mit 0.5 mm Messspitze. An drei Stellen wurde die Oberflächentemperatur mit insgesamt fünf Pyrometern gemessen (Spektral- und Zweifarbpymeter) [43]. Während der Versuche wurde das komplette Modell mit einer Infrarotkamera AGEMA THV570 gefilmt, bei 5 Hz Wiederholrate und einer Auflösung von  $320 \times 240$  Pixel. Die Messwerte der Infrarotkamera wurden mit den Messwerten der Pyrometer kalibriert. Abbildung 4.4a zeigt eine typische Infrarotaufnahme, wobei die angegebene Temperaturskala nur für die Keramikteile gültig ist. Zusätzlich wurde das Modell auch mit einer Kamera im sichtbaren Spektrum gefilmt (Abbildung 4.4b). Bedingt durch die Positionierung der Kameras verläuft in allen Bildern die Strömungsrichtung von rechts nach links.

### 4.1.3 Der Lichtbogenbeheizte Windkanal 3 und die Testprozedur

Die Experimente wurden im L3K durchgeführt, welcher in Abbildung 4.5 zu sehen ist [44]. In diesem Windkanal wird das Arbeitsgas – bei den hier beschriebenen Experimenten stets Luft – durch einen elektrischen Lichtbogen auf Ruhetemperaturen zwischen 4000 K und 7000 K

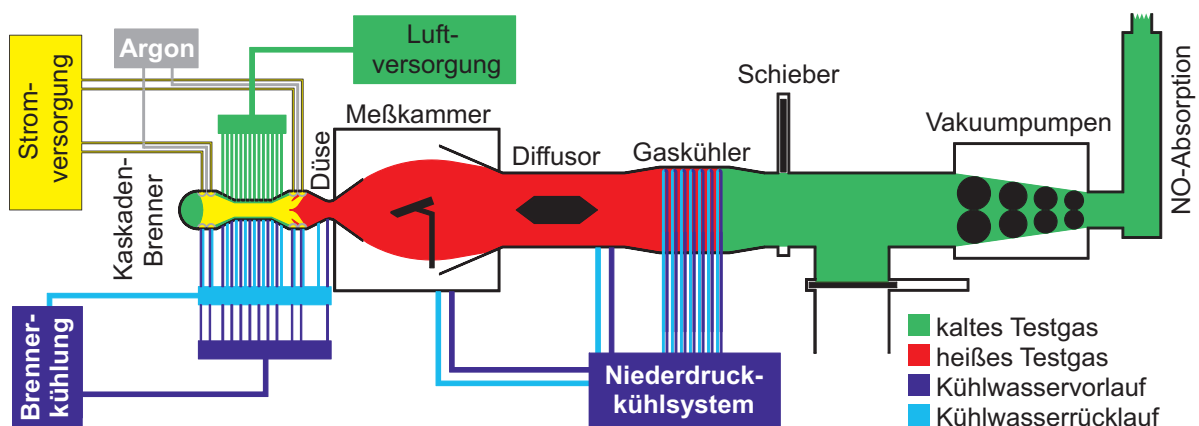


**Abbildung 4.4:** Aufnahmen während eines Versuchs mit der ebenen Platte mit Isolierung bei  $10^\circ$  Anstellwinkel



**Abbildung 4.5:** Lichtbogenbeheizter Windkanal 3 (L3K)

aufgeheizt (Abbildung 4.6). Anschließend wird es in einer konischen Düse expandiert und beschleunigt. Während der Anfahrphase mit ständig wechselnden Bedingungen befindet sich das Modell außerhalb der Strömung auf einer Seite der Messkammer. Sobald die gewünschten Strömungsbedingungen erreicht sind und die Strömung stabil ist, wird das Modell in den Frei-



**Abbildung 4.6:** Prinzipskizze des L3K

stahl geklappt. Zu diesem Zeitpunkt hat das Modell Umgebungstemperatur, also ca. 293 K. Die Strömungsbedingungen im Freistahl für die gewählten Betriebsbedingungen an der Modellposition sind in Tabelle 4.1 angegeben. Nach 180 s wird das Modell wieder aus der Strömung geklappt und der Kanal abgeschaltet. Für die optischen Messungen der Oberflächentemperatur während des Abkühlvorgangs wird das Modell nach Abschaltung der Strömung zurück in die Position während des Versuchs geklappt. Daher gibt es keine Daten der Pyrometer und der Infrarotkamera vor den Versuchen und für einen kurzen Moment nach jedem Versuch. Die Wände des Windkanals bleiben während des gesamten Versuchs bei Raumtemperatur von ca. 293 K.

**Tabelle 4.1:** Freistrahlsbedingungen der Experimente im L3K

Größe	Wert	Spezie	Massenanteil	Vibrationstemperatur
$Ma_\infty$	8.42	$N_2$	0.7651	4551 K
$p_\infty$	44 Pa	$O_2$	0.0008	$T_\infty$
$T_\infty$	409 K	$NO$	0.0008	$T_\infty$
$v_\infty$	3841 $\frac{m}{s}$	$N$	0.0016	—
$Re_{u\infty}$	50800 $\frac{1}{m}$	$O$	0.2316	—
(a) Strömungsparameter		(b) Zusammensetzung		

Jede Keramikplatte wurde für neun Versuche verwendet – drei bei 10° Anstellwinkel mit Isolierung, zwei bei 20° Anstellwinkel mit Isolierung, zwei bei 20° Anstellwinkel ohne Isolierung und zwei bei 10° Anstellwinkel ohne Isolierung. Eine Testmatrix mit der Versuchsreihenfolge findet sich in Tabelle 4.2.

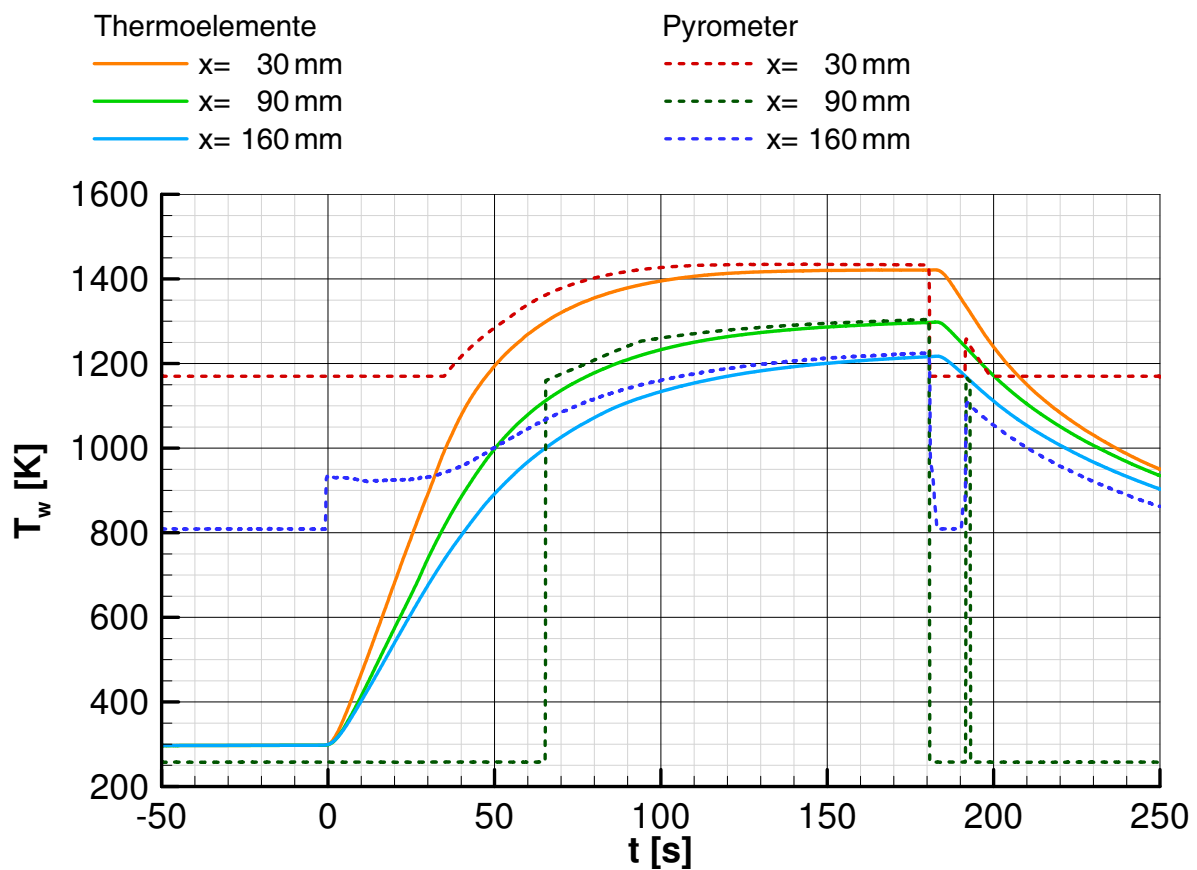
**Tabelle 4.2:** Testmatrix zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Kontur	mit Isolierung		ohne Isolierung	
	$\alpha = 10^\circ$	$\alpha = 20^\circ$	$\alpha = 10^\circ$	$\alpha = 20^\circ$
eben	1, 2, 3	4, 5	8, 9	6, 7
konvex	10, 11, 12	13, 14	17, 18	15, 16
konkav	19, 20, 21	22, 23	26, 27	24, 25
beschichtet	28, 31, 32	29, 30	33, 34	35, 36

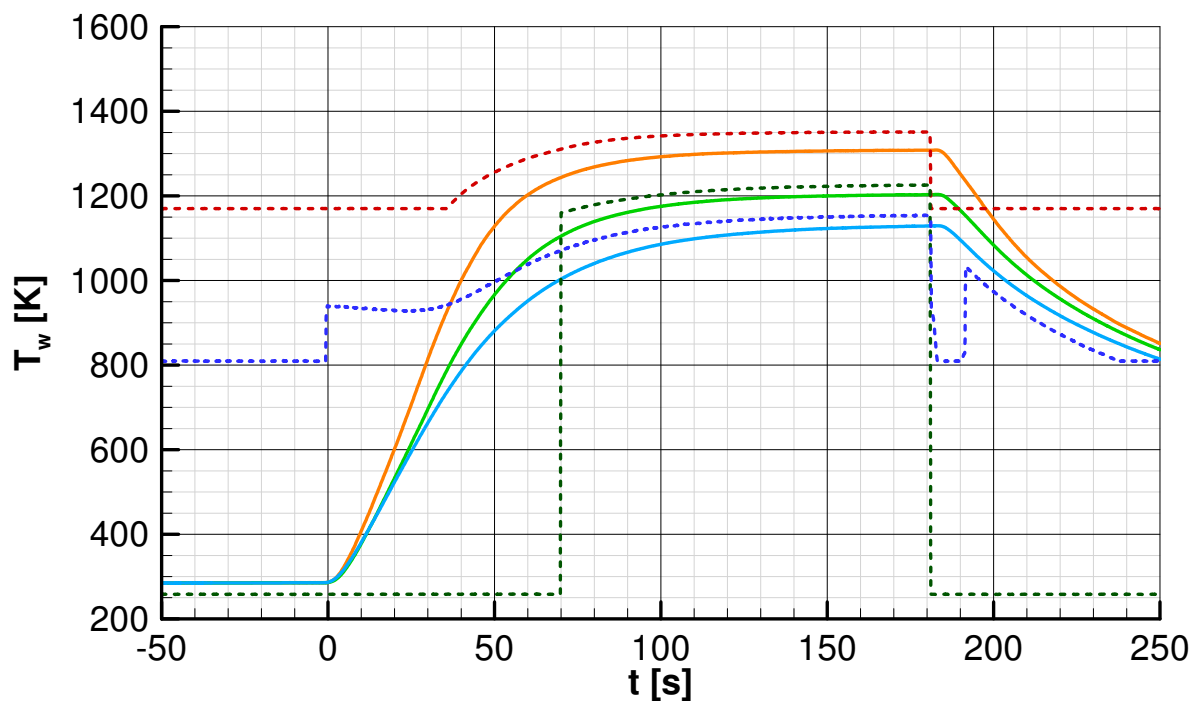
## 4.2 Ergebnisse der Experimente

### 4.2.1 Unterschiede der Messverfahren

Die Temperaturmessung mit Hilfe von Pyrometern hat folgende Vorteile: Sie arbeitet verzögerungsfrei; der Aufheizvorgang wird nicht gestört; es kann direkt die Temperatur auf der Oberfläche gemessen werden, die der Strömung ausgesetzt ist. Ein Nachteil ist allerdings der



(a) Ebene Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel mit Isolierung



(b) Ebene Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel ohne Isolierung

**Abbildung 4.7:** Vergleich der Messungen mit Pyrometern und Thermoelementen

begrenzte Messbereich. So messen die bei diesen Experimenten eingesetzten Pyrometer erst oberhalb von 1173 K beziehungsweise 823 K.

Die Infrarotthermographie bietet den Vorteil, dass die gesamte Oberfläche des Modells gleichzeitig erfasst wird. Zur Bestimmung der Temperatur sind die genauen Werte für die Transmission der Beobachtungsfenster und des Emissionsgrads der Modelloberfläche notwendig, die hier mit Hilfe der Pyrometermessungen bestimmt werden.

Die Thermoelemente liefern eine hohe Auflösung in einem sehr großen Temperaturbereich. Das Ansprechverhalten ist bei den verwendeten kleinen Messperlen sehr schnell. Allerdings entstehen durch unterschiedlich guten Kontakt zum Messobjekt kleine Unsicherheiten und es können keine Oberflächentemperaturen gemessen werden.

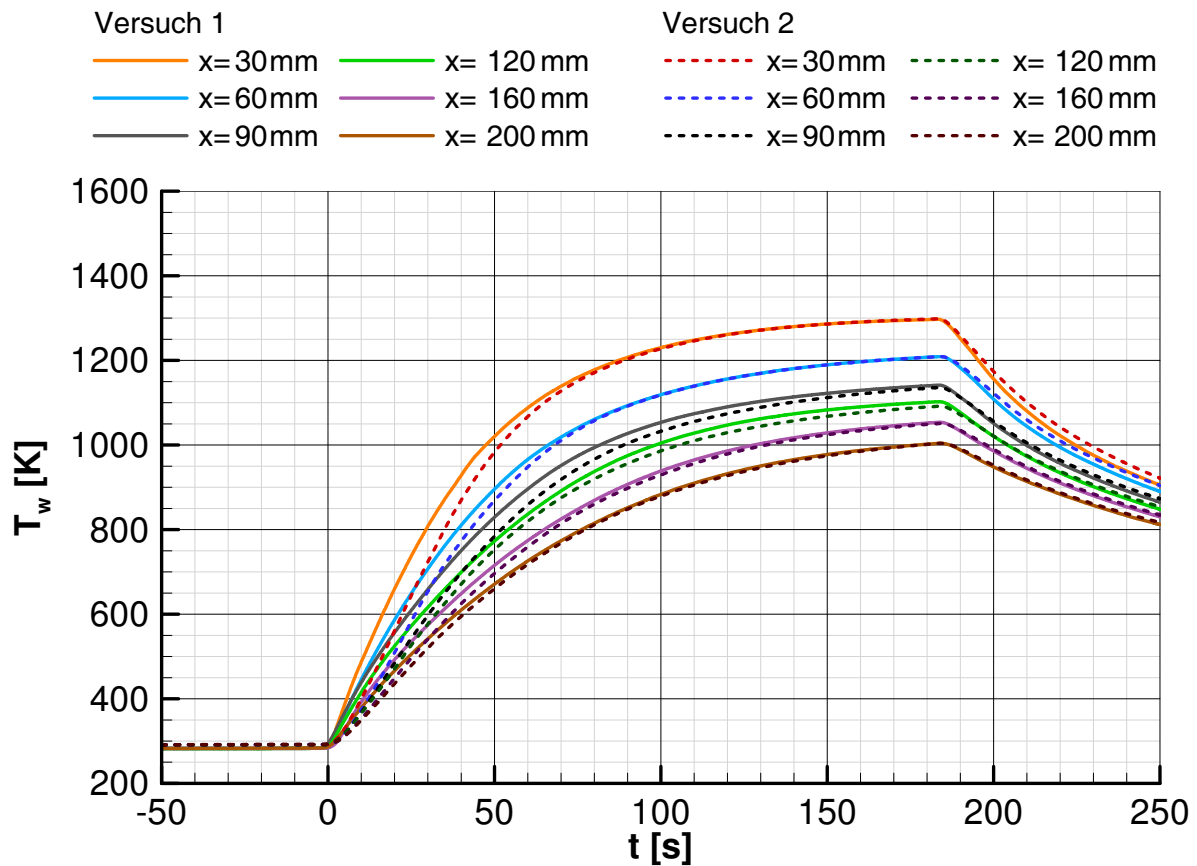
Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich der Temperaturmessung mit Pyrometern und Thermoelementen. Die Messwerte der Pyrometer liegen immer oberhalb der Messwerte der Thermoelemente. Einerseits steigt die von den Pyrometern gemessene Oberflächentemperatur zu Beginn deutlich schneller an, andererseits liegt auch der asymptotische Grenzwert höher als die Temperatur im Inneren der Platte, wie sie von den Thermoelementen gemessen wird. Bei der isolierten Platte unterscheiden sich die Grenzwerte der Pyrometer- und Thermoelementmessungen nur wenig (Abbildung 4.7a), im nicht isolierten Fall sind die Unterschiede dagegen signifikant (Abbildung 4.7b). Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen, da die Pyrometer Oberflächentemperaturen und die Thermoelemente Temperaturen im Inneren der Platte messen. Wenn die Rückseite der Platte gut isoliert ist, wird die Platte langsam durchgewärmt, bis die Temperatur auf der Vorder- und Rückseite quasi gleich sind. Kann die Platte dagegen auf der Rückseite Wärme abstrahlen, so stellt sich in der Platte ein Temperaturgradient ein. Für die folgenden Analysen werden meist die Messdaten der Thermoelemente herangezogen, da ihr Messbereich den gesamten relevanten Temperaturbereich abdeckt und sie eine gute Auflösung der Zeit und der Temperatur bieten.

### 4.2.2 Oberflächenveränderung

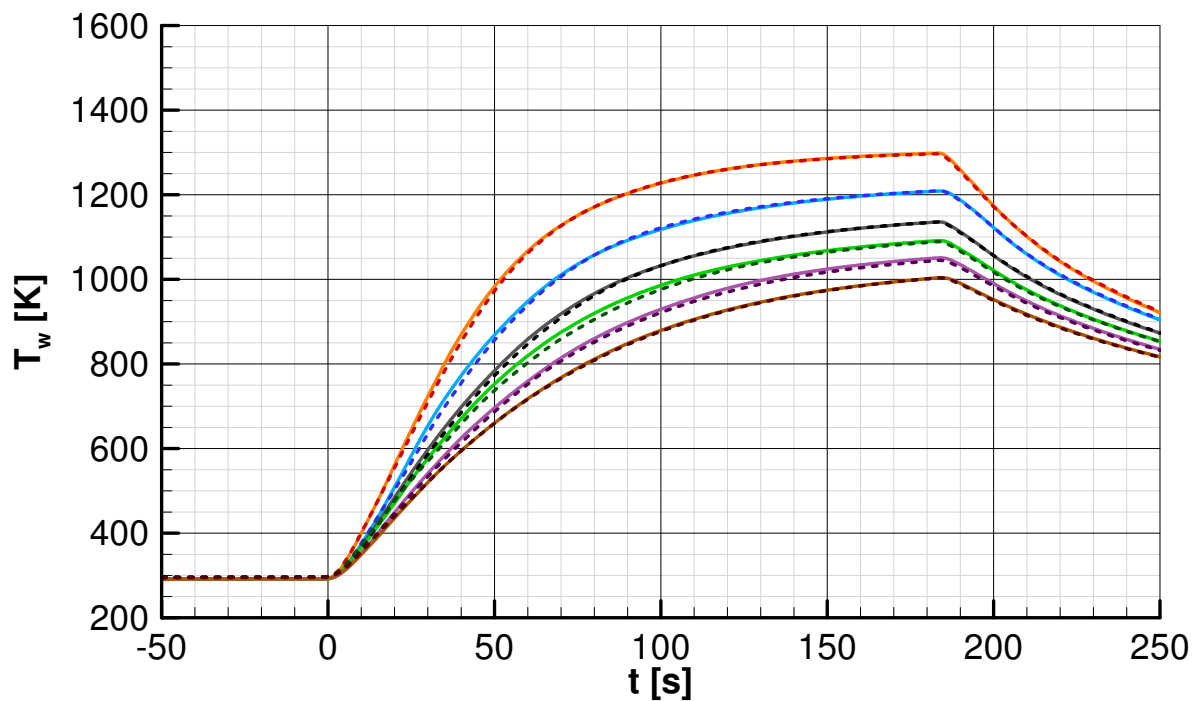
Bereits bei früheren Untersuchungen wurde festgestellt, dass das Aufheizverhalten des C/C-SiC-Materials beim ersten Versuch im Windkanal anders ist als bei allen folgenden Versuchen. Abbildung 4.8a zeigt die Messergebnisse der Thermoelemente in der Symmetrieebene während des ersten und zweiten Versuchs mit der ebenen Platte. Abbildung 4.8b zeigt die Messergebnisse während des zweiten und dritten Versuchs. Anscheinend findet die Reaktion, die die Charakteristik ändert, innerhalb der ersten 50 s des ersten Versuchs statt. Ein Vergleich zwischen Bildern vor den Versuchen, nach dem ersten Versuch und am Ende der Versuchsreihe zeigt, dass sich das Aussehen der Platte auch noch nach dem ersten Versuch verändert (siehe Abbildungen 4.9 und 4.10). Es entstehen Farbschlieren auf der Oberfläche, die von der Wärmelast während der Versuche abhängen.

Ein Spezialfall ist die beschichtete Platte. Vor den Versuchen war auf der Platte ein ganz schwaches Punktmuster zu erkennen (Abbildung 4.9b). Dieses tritt nach den Versuchen immer deutlicher hervor (Abbildungen 4.9d und 4.9f). Des Weiteren sieht man im hinteren Bereich der Platte mehr und mehr Fehlstellen in der Beschichtung.





(a) Vergleich 1. und 2. Versuch



(b) Vergleich 2. und 3. Versuch

**Abbildung 4.8:** Veränderung der Materialeigenschaften während des ersten Versuchsdurchlaufs der ebenen Platte bei  $10^\circ$  Anstellwinkel mit Isolierung



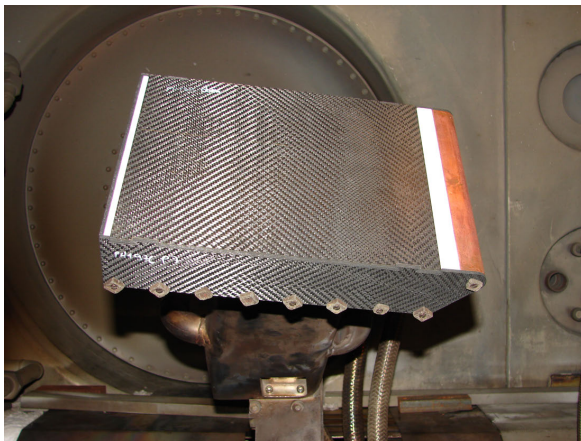
### 4.2.3 Aufheizung der Platte

Für alle Konfigurationen sind die Temperaturverläufe der Thermoelemente in der Symmetrieebene in den Abbildungen 4.11 bis 4.14 dargestellt. Bei der unbeschichteten, ebenen Platte (Abbildung 4.11) nimmt die Temperatur an allen Sensorpositionen stetig zu und es ist vielfach die Annäherung an einen asymptotischen Grenzwert zu erkennen. Je weiter stromab ein Sensor liegt, desto niedriger ist der asymptotische Grenzwert und desto größer ist die verbleibende Differenz zur Temperatur am Versuchsende. Weiterhin gilt, dass die Temperaturen bei der Konfiguration mit Isolierung immer höher liegen als bei der ohne Isolierung; die Werte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel sind immer höher als bei  $10^\circ$ . Demzufolge verhält sich die ebene Platte wie erwartet; aus den Temperaturmessungen wird demnach keine Strömung-Struktur-Wechselwirkung offensichtlich. Die Simulationen aus Kapitel 5 zeigen jedoch, dass eine Modellierung der Platte als inerte, strahlungsadiabate Fläche niedrigere Oberflächentemperaturen ergibt, als im Versuch gemessen werden. Esser und Gülhan [28] beobachteten einen zusätzlichen Wärmestrom durch katalytische Rekombination atomaren Sauerstoffs auf der Oberfläche, der den Unterschied erklärt.

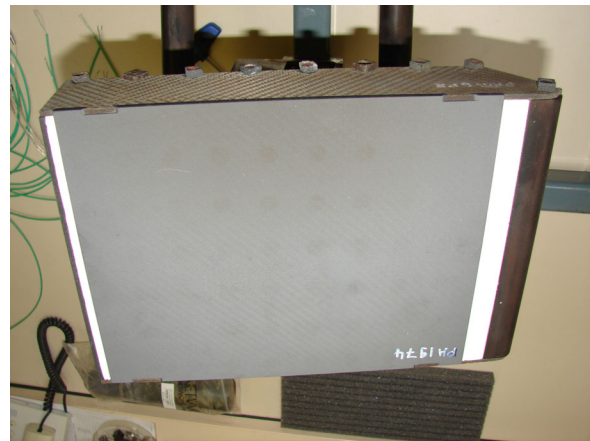
Komplexer ist die Konfiguration mit der konvexen Platte (Abbildung 4.13). Im Vergleich zur ebenen Platte steigen die Temperaturen auf der vorderen Hälfte der Platte ( $x < 120$  mm) schneller an. Des Weiteren liegen sowohl die asymptotischen Grenzwerte als auch die Messwerte bei Versuchsende höher. Auf der hinteren Hälfte ist es umgekehrt, die Temperaturen steigen langsamer an, die asymptotischen Grenzwerte liegen niedriger und auch die Temperaturen nach 180 s Messzeit sind niedriger. Daher sind die Temperaturdifferenzen zwischen dem vorderen und dem hinteren Teil der Platte höher als bei der ebenen Platte.

Bei  $10^\circ$  Anstellwinkel und bei Verwendung der Isolierung erreicht der zweite Sensor fast den gleichen Grenzwert wie der erste Sensor, aber die Temperaturen steigen zuvor deutlich langsamer an. Dagegen bleiben die Temperaturen an der zweiten Sensorposition ohne die Isolierung stets deutlich unterhalb der Werte an der ersten. Die Temperatur an den hinteren beiden Sensorpositionen steigt stärker an, wenn der Raum unter der Platte leer ist, als wenn sich dort die Isolierung befindet. Dies steht im Gegensatz zu den Ergebnissen mit der ebenen Platte, bei der ein Fehlen der Isolierung immer zu einer niedrigeren Temperatur auf der Oberfläche geführt hatte, da die Keramikplatte Wärme an die gekühlte Bodenplatte abgeben konnte. Eine plausible Erklärung für dieses Verhalten ist eine zusätzliche Aufheizung des hinteren Plattenbereichs durch die Wärmeabstrahlung des vorderen Bereichs. Dies wird verhindert, wenn der Bereich unter der Platte mit Isolationsmaterial gefüllt ist.

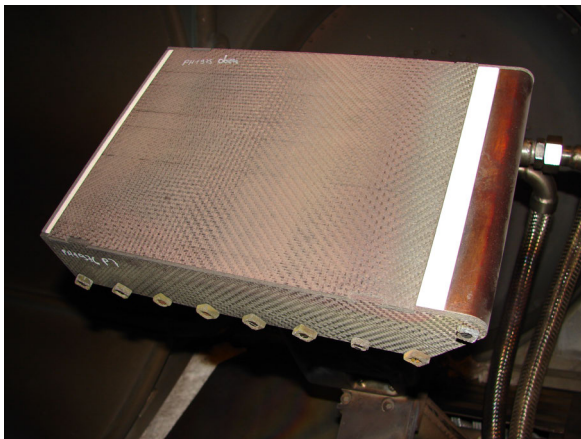
Bei einem Anstellwinkel von  $20^\circ$  werden der mittlere und hintere Bereich der konvexen Platte stärker der heißen Außenströmung ausgesetzt und werden dadurch heißer. Die Temperaturwerte an der hintersten Sensorposition sind erneut niedriger, wenn die Platte nach unten isoliert ist. An den beiden Sensorpositionen davor, also bei  $x = 120$  mm und  $x = 160$  mm, steigen die Temperaturen mit Isolierung zwar zunächst langsamer an, erreichen aber am Ende höhere Werte im Vergleich zur nicht isolierten Platte. Also überwiegt im Gleichgewichtszustand ohne die Isolierung der zusätzliche kühlende Effekt durch die Möglichkeit Wärme abzustrahlen den zusätzlichen aufheizenden Effekt durch die absorbierte Wärmestrahlung aus dem vorderen Bereich. Da sich der vordere Bereich der Platte allerdings deutlich schneller aufheizt, ist die Situation in der Anfangsphase eines Versuch umgekehrt: Der aufheizende Effekt durch die



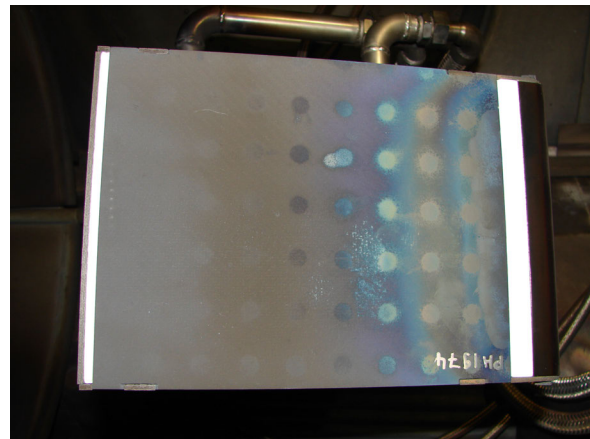
(a) Ebene Platte vor 1. Versuch



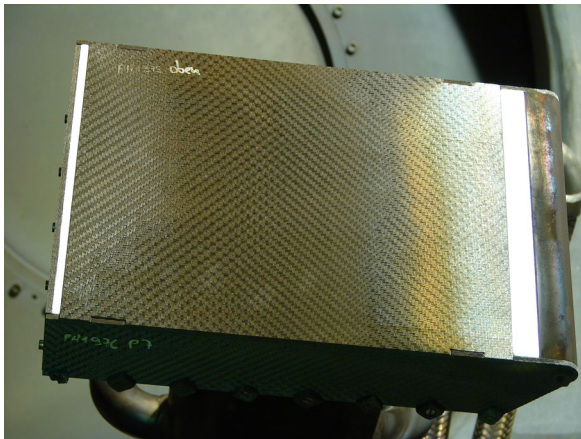
(b) Beschichtete Platte vor 1. Versuch



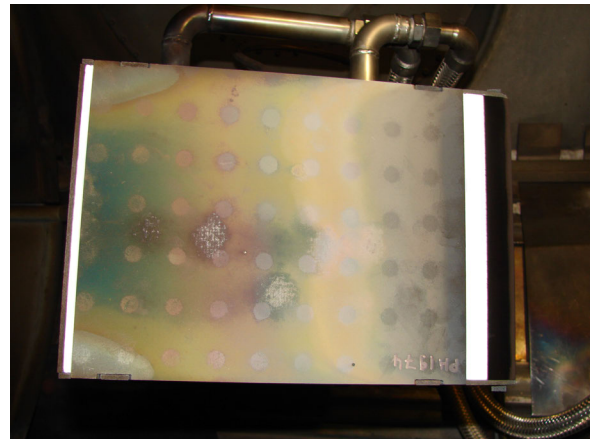
(c) Ebene Platte nach 1. Versuch



(d) Beschichtete Platte nach 1. Versuch



(e) Ebene Platte nach 9 Versuchen



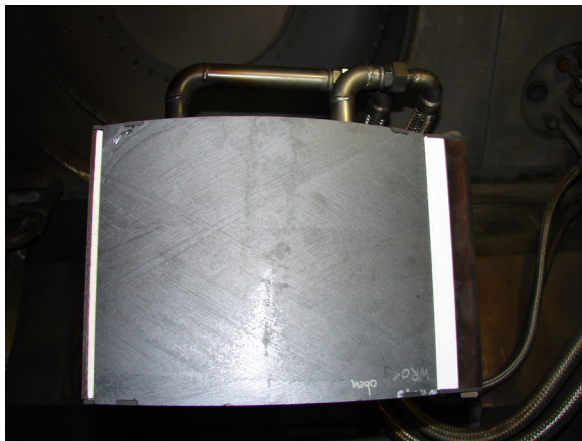
(f) Beschichtete Platte nach 9 Versuchen

**Abbildung 4.9:** Veränderung der ebenen Plattenoberfläche im Verlauf der Versuchsreihe

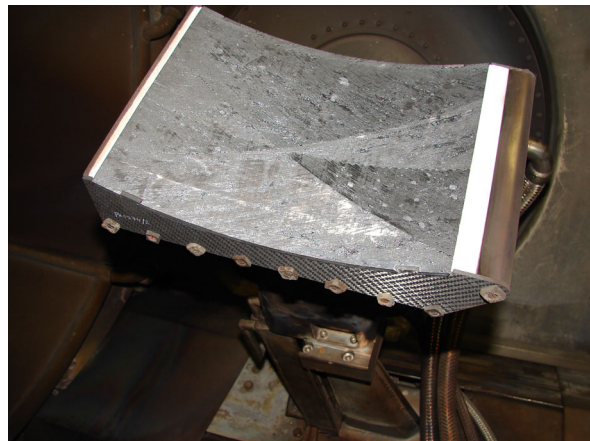
absorbierte Wärmestrahlung aus dem bereits heißen vorderen Bereich überwiegt den kühlenden Effekt für den noch kühleren hinteren Bereich durch Wärmeabstrahlung.

Ein weiterer interessanter Effekt bei den Versuchen mit der konvexen Platte ist das temporäre

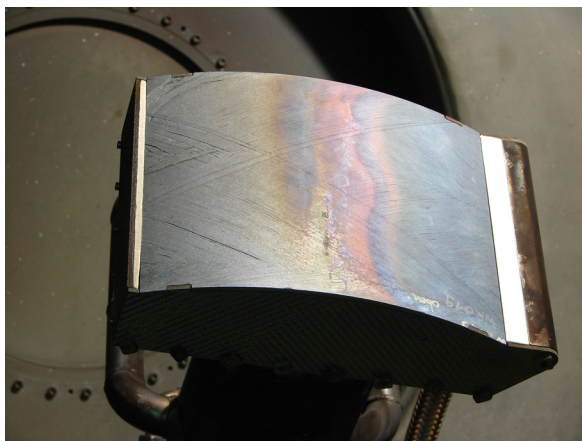




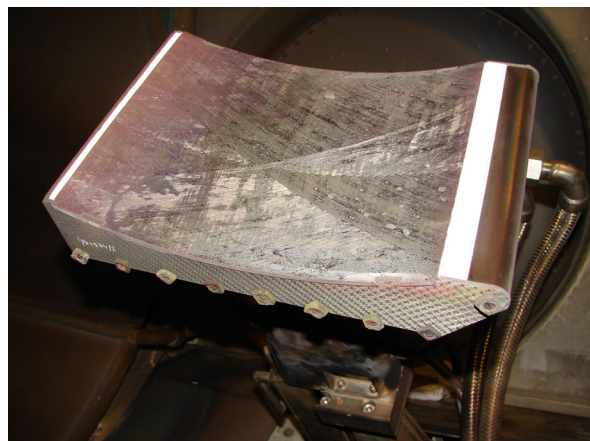
(a) Konvexe Platte vor 1. Versuch



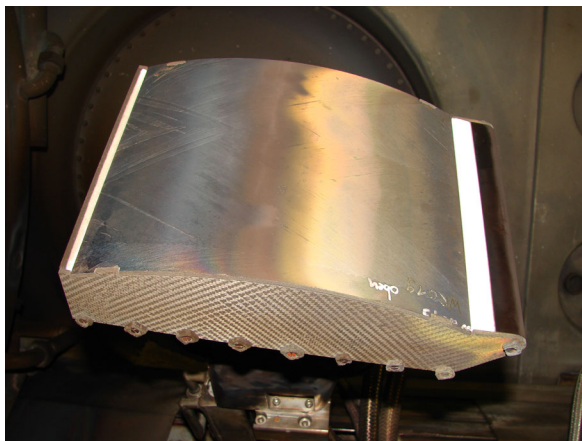
(b) Konkave Platte vor 1. Versuch



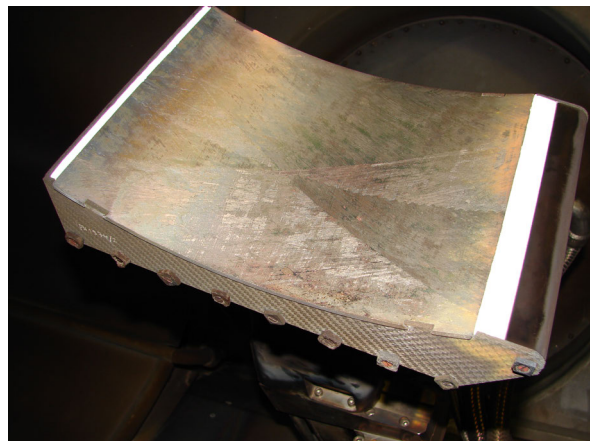
(c) Konvexe Platte nach 1. Versuch



(d) Konkave Platte nach 1. Versuch



(e) Konvexe Platte nach 9 Versuchen

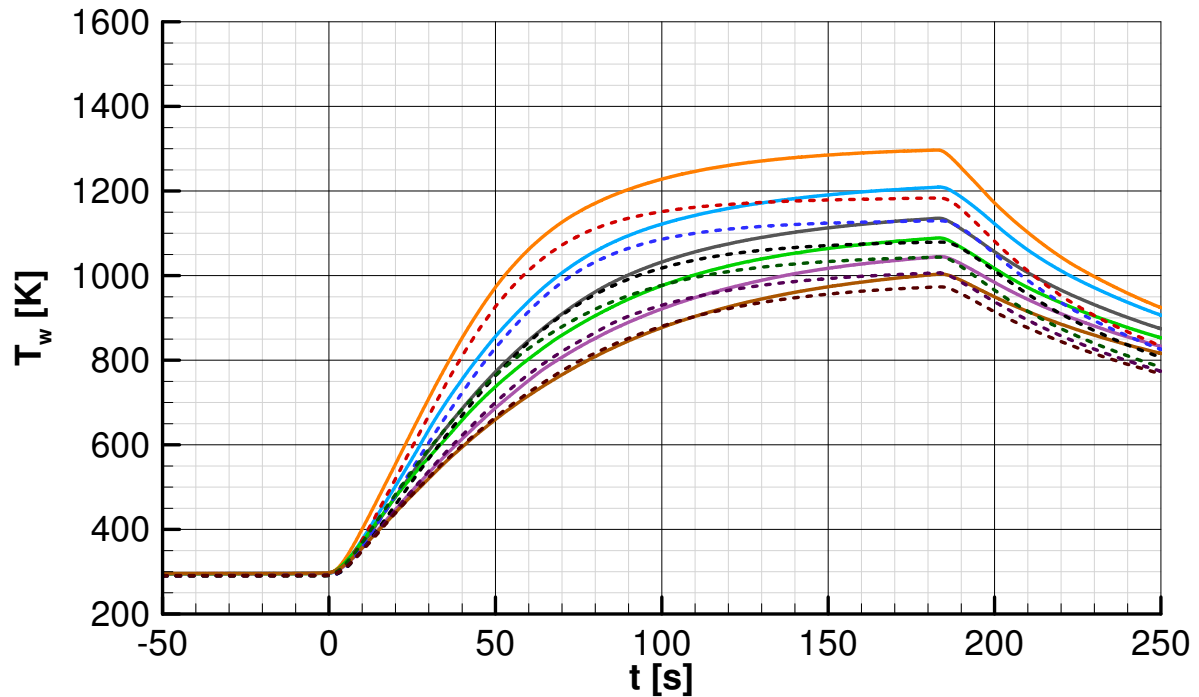


(f) Konkave Platte nach 9 Versuchen

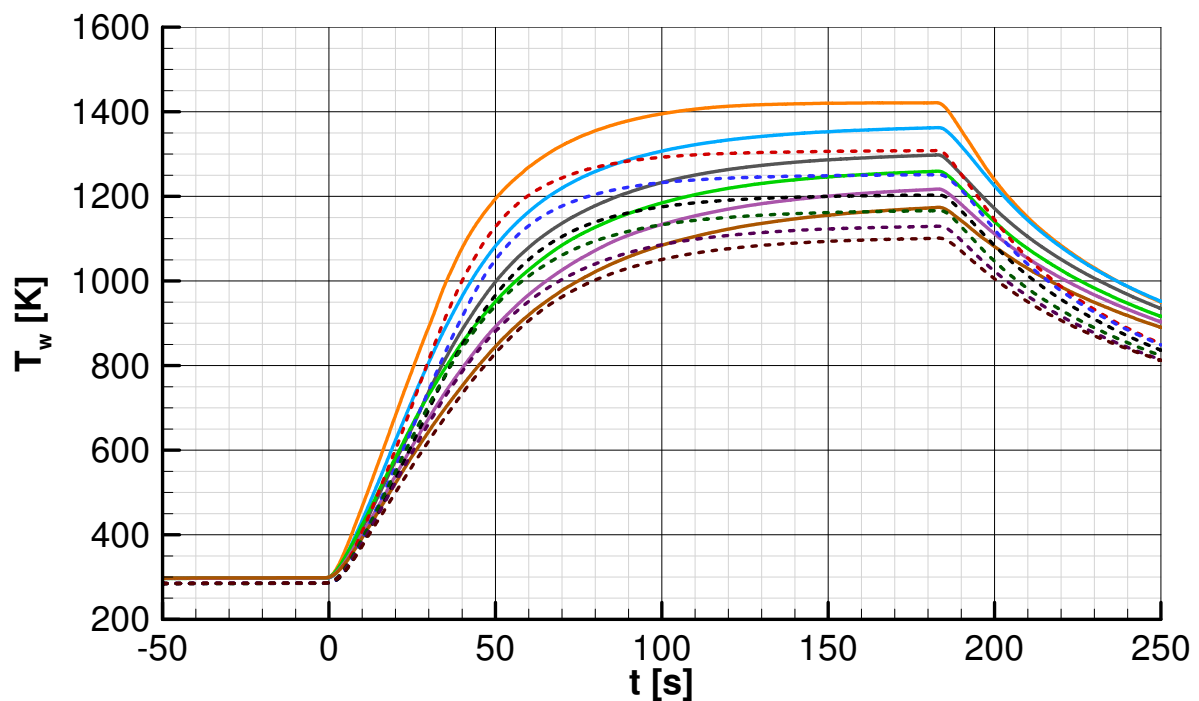
**Abbildung 4.10:** Veränderung der gekrümmten Plattenoberfläche im Verlauf der Versuchsreihe

Maximum in einigen der gemessenen Temperaturverläufe. Dieser Überschwinger ist besonders ausgeprägt an der ersten Sensorposition für die Konfiguration mit Isolierung und einem Anstellwinkel von  $20^\circ$ . Er ist noch erkennbar an der zweiten Sensorposition derselben Konfiguration und an der ersten Sensorposition bei einem Anstellwinkel von  $10^\circ$  (ebenfalls mit Isolierung).

mit Isolierung (interne Strahlung blockiert)		ohne Isolierung (interne Strahlung möglich)	
— x= 30 mm	— x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm
— x= 60 mm	— x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm
— x= 90 mm	— x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm



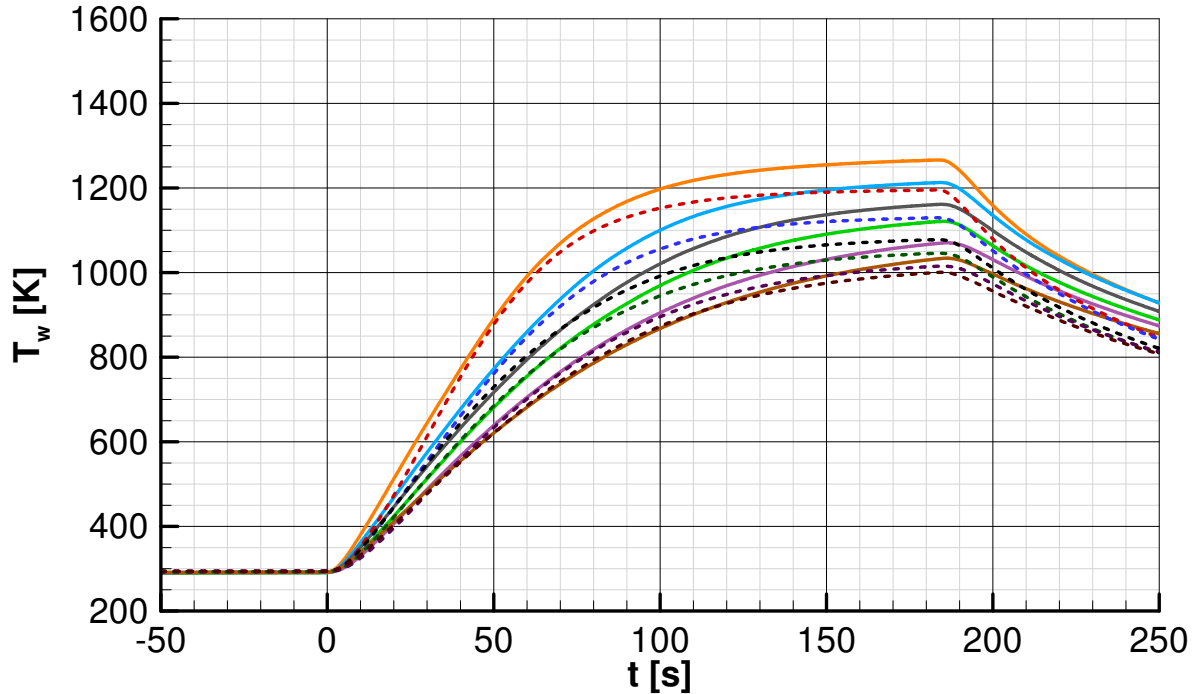
(a) Ebene Platte bei 10° Anstellwinkel



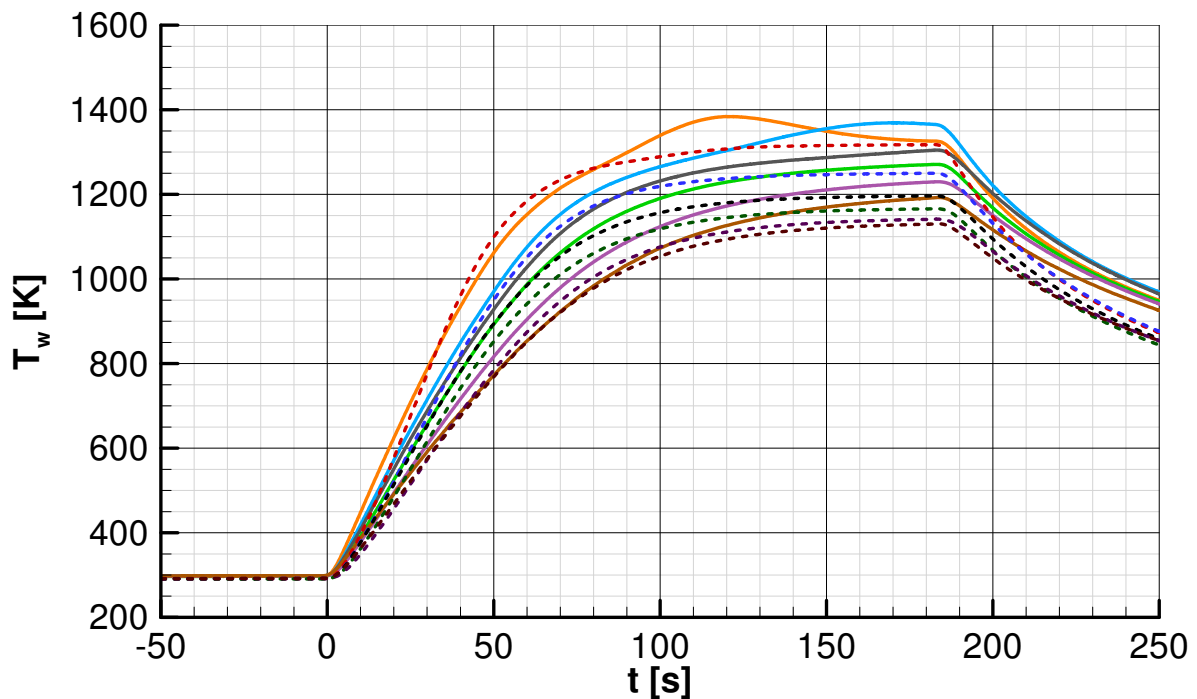
(b) Ebene Platte bei 20° Anstellwinkel

**Abbildung 4.11:** Aufheizung der ebene Platte für die verschiedenen Konfigurationen

mit Isolierung (interne Strahlung blockiert)				ohne Isolierung (interne Strahlung möglich)			
— x= 30 mm	— x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 120 mm	- - x= 120 mm
— x= 60 mm	— x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 160 mm	- - x= 160 mm
— x= 90 mm	— x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm



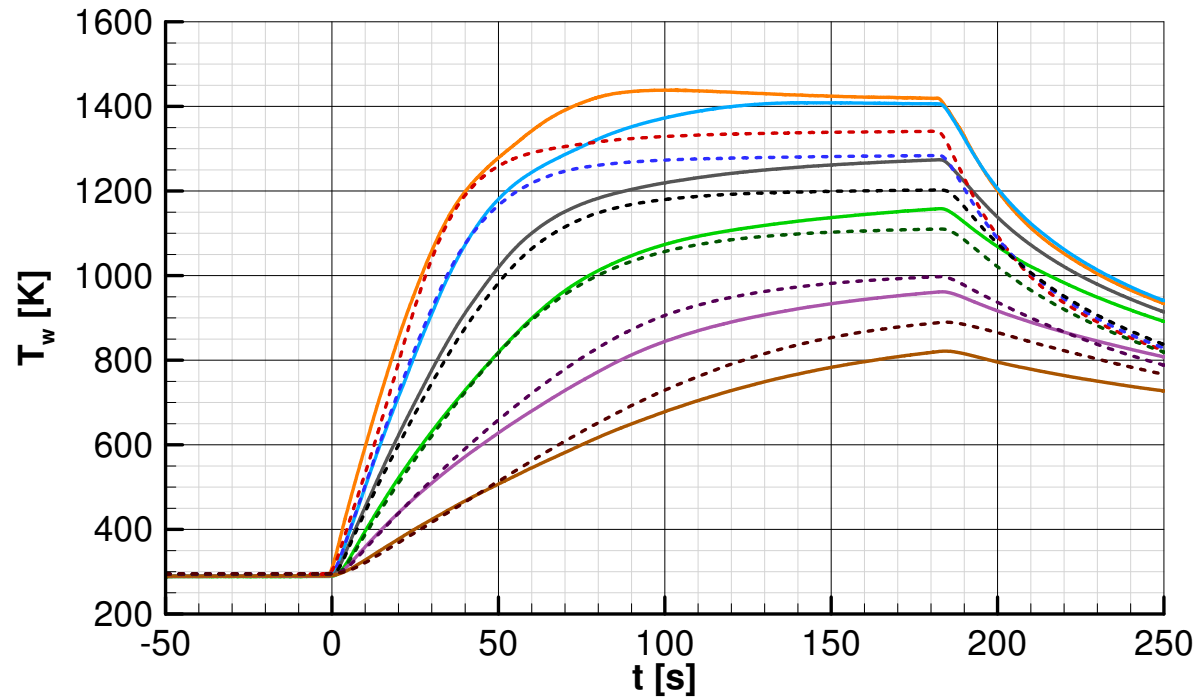
(a) Beschichtete ebene Platte bei 10° Anstellwinkel



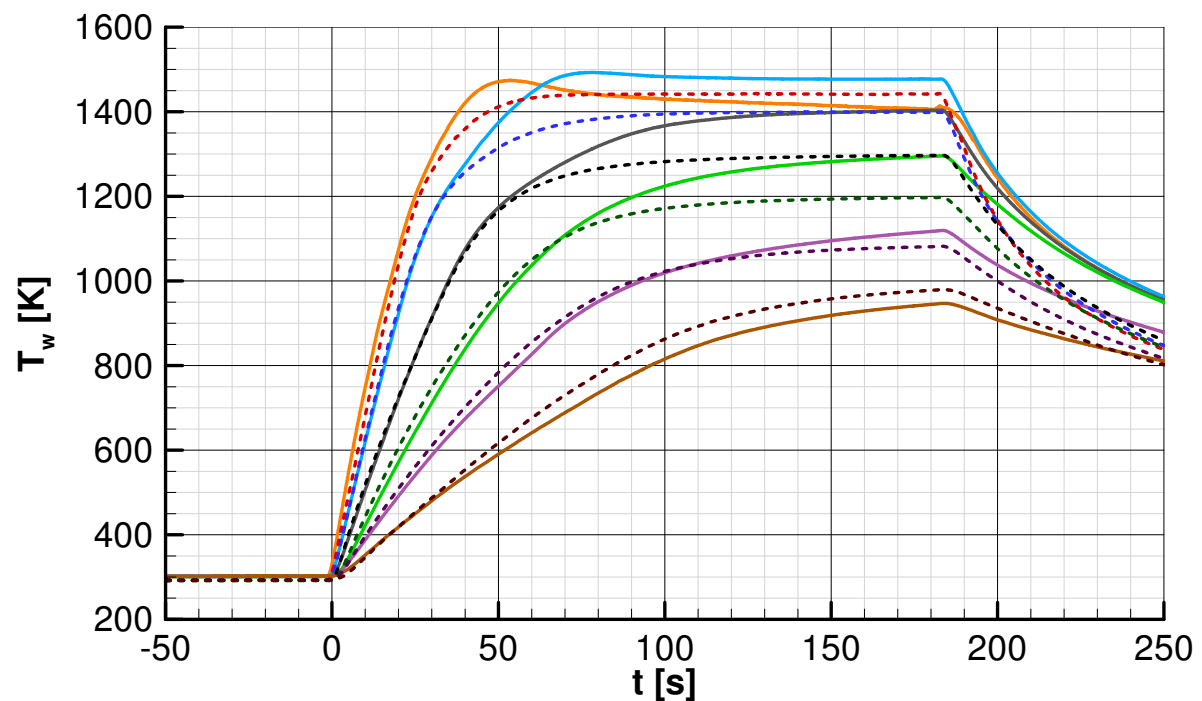
(b) Beschichtete ebene Platte bei 20° Anstellwinkel

**Abbildung 4.12:** Aufheizung der beschichteten Platte für die verschiedenen Konfigurationen

mit Isolierung (interne Strahlung blockiert)				ohne Isolierung (interne Strahlung möglich)			
— x= 30 mm	— x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 120 mm	- - x= 120 mm
— x= 60 mm	— x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 160 mm	- - x= 160 mm
— x= 90 mm	— x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm



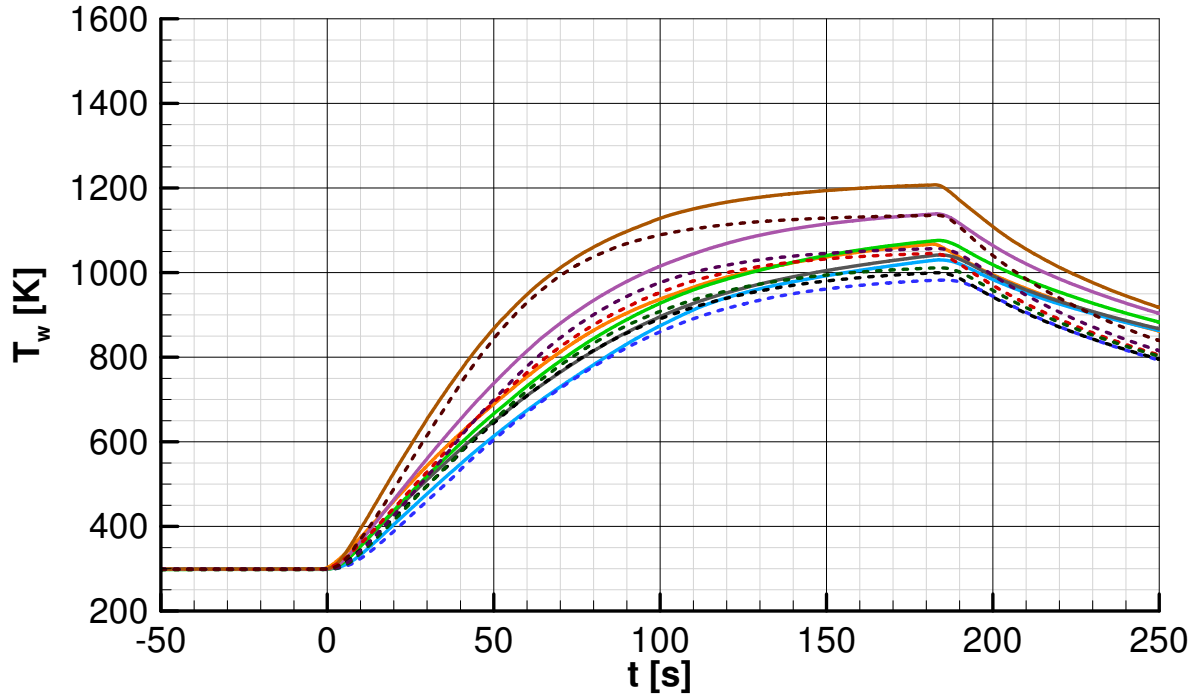
(a) Konvexe Platte bei 10° Anstellwinkel



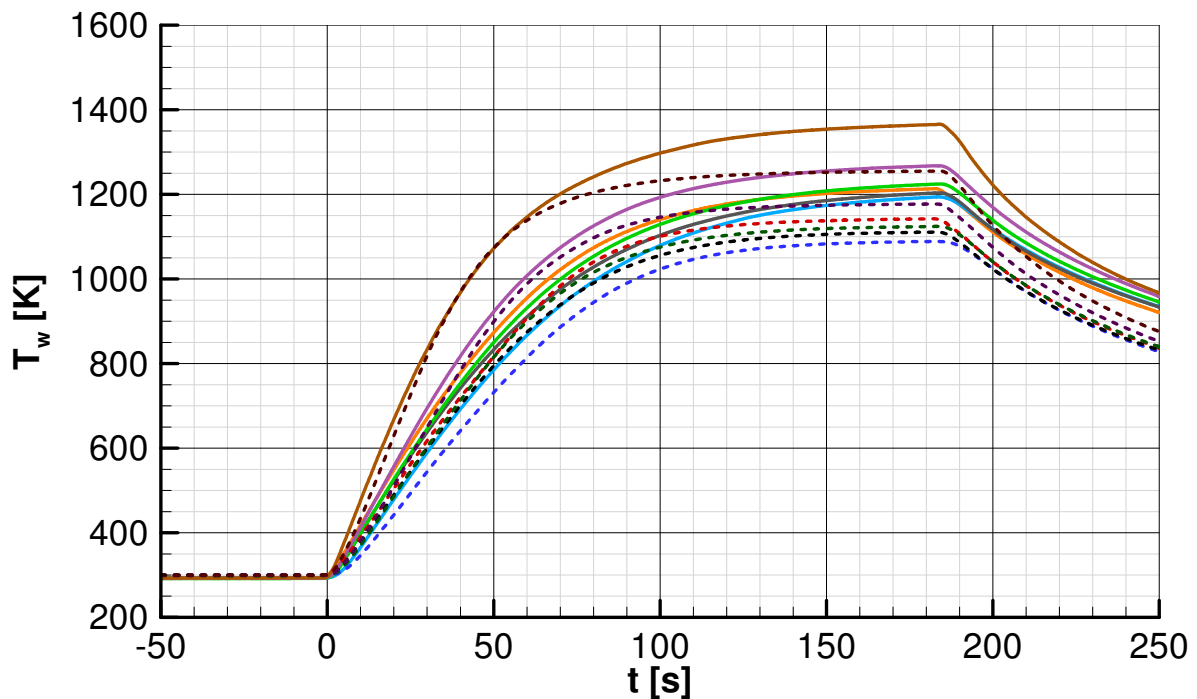
(b) Konvexe Platte bei 20° Anstellwinkel

**Abbildung 4.13:** Aufheizung der konvexe Platte für die verschiedenen Konfigurationen

mit Isolierung (interne Strahlung blockiert)				ohne Isolierung (interne Strahlung möglich)			
— x= 30 mm	— x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 30 mm	- - x= 120 mm	- - x= 160 mm	- - x= 200 mm
— x= 60 mm	— x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 60 mm	- - x= 160 mm	- - x= 160 mm	- - x= 200 mm
— x= 90 mm	— x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 90 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm	- - x= 200 mm



(a) Konkave Platte bei 10° Anstellwinkel



(b) Konkave Platte bei 20° Anstellwinkel

**Abbildung 4.14:** Aufheizung der konkave Platte für die verschiedenen Konfigurationen



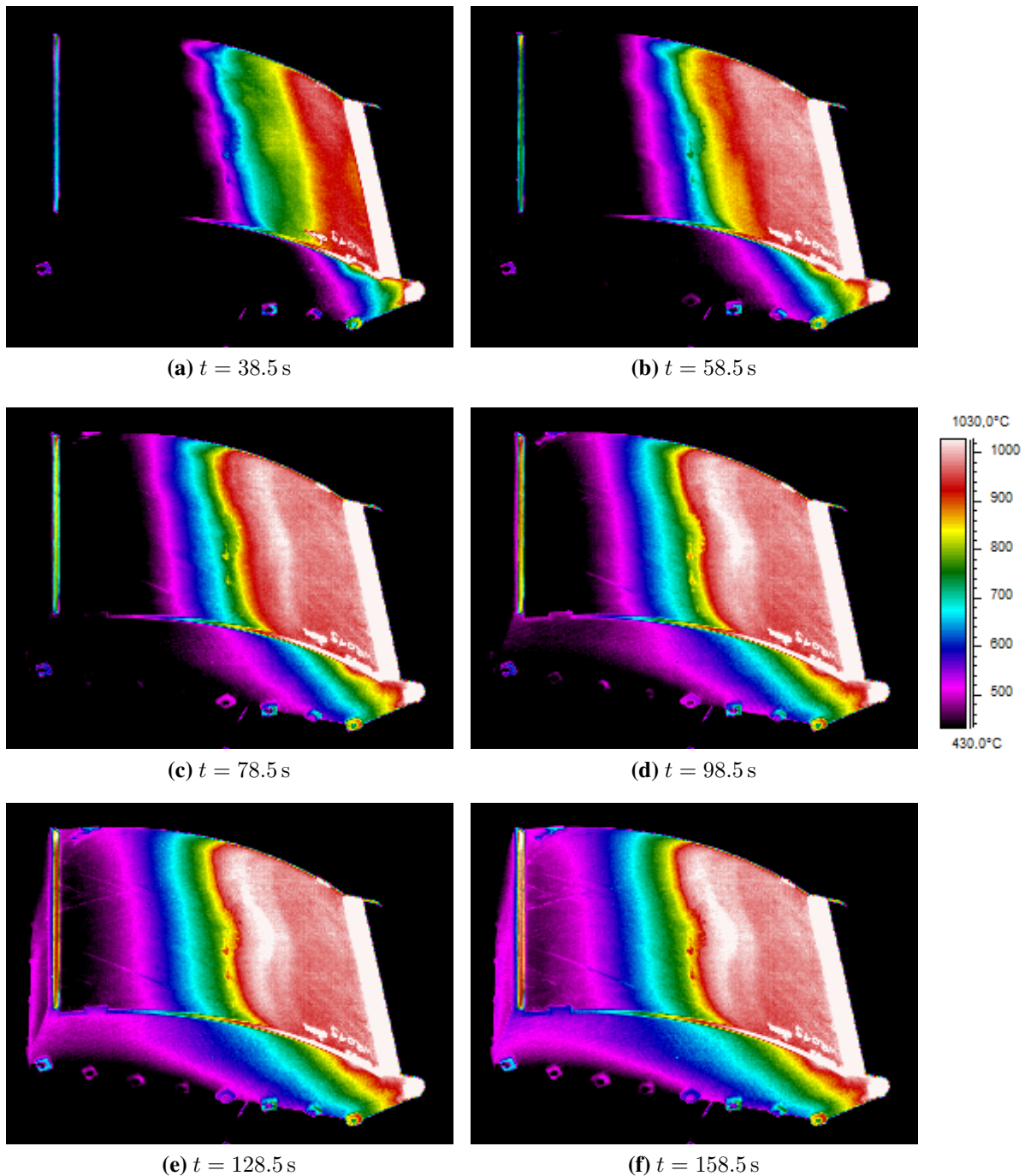
Die Infrarotaufnahmen zeigen, dass es sich bei der Temperaturspitze um ein lokales Phänomen handelt, welches sich in Strömungsrichtung über die Platte bewegt. Diese Thermalwelle ist in Abbildung 4.15 erkennbar. Bei dem breiten Streifen rechts im Bild und dem schmalen Streifen links im Bild, die besonders heiß erscheinen, handelt es sich um die Isolierungen stromauf und stromab der Keramikplatte; die Temperaturwerte dort sind ungültig. Schwer zu erkennen ist der Temperaturrückgang im vorderen Bereich der Platte – in der Nähe der Beschriftung – von Abbildung 4.15b zu Abbildung 4.15c. Besser ist die Aufteilung des heißesten (weißen) Bereichs auf dem Testpaneel in Abbildung 4.15d zu erkennen, und wie sich der hintere Teil in Abbildungen 4.15e und 4.15f stromab bewegt.

Esser und Gülhan [28] haben den gleichen Effekt beobachtet und festgestellt, dass diese Thermalwelle nicht zu beobachten ist, wenn reiner Stickstoff als Testgas verwendet wird. Diese Beobachtung lässt vermuten, dass die Thermalwelle in Zusammenhang steht mit der katalytischen Rekombination von atomarem Sauerstoff auf der Oberfläche. Da diese Reaktion verstärkt in einem schmalen Temperaturbereich abläuft und sich die Platte von vorne nach hinten langsam aufwärmt, lässt sich damit der deutliche Temperaturanstieg ab einer bestimmten Temperatur erklären, und warum er über die Platte läuft. Allerdings lässt sich damit nicht erklären, warum die Temperatur nach Erreichen eines Maximalwerts wieder fällt. Dazu wäre es notwendig, dass die Reaktion dann auch bei niedrigeren Temperaturen blockiert wird. So fällt die Temperatur an der ersten Sensorposition bei 20° Anstellwinkel mit Isolation sogar unter die Werte ohne Isolation. Interessanterweise ist die Thermalwelle bei Konfigurationen ohne Isolation nicht zu beobachten. So ist beim ersten Sensor bei einem Anstellwinkel von 10° mit Isolation ein Temperaturrückgang zu beobachten, aber nicht bei einem Anstellwinkel von 20° ohne Isolation, obwohl die erreichte Temperatur dieselbe ist. Die Ursachen für die Thermalwelle werden in Abschnitt 5.2 näher diskutiert.

Bei der konkaven Platte misst erwartungsgemäß der letzte Sensor die höchsten und der vorletzte Sensor die zweithöchsten Temperaturen (Abbildung 4.14). Die Temperaturen an der ersten Sensorposition sind vergleichbar mit denen in der Plattenmitte. Die Sensoren bei  $x = 60$  mm und  $x = 90$  mm messen leicht niedrigere Temperaturen. Die relativ hohen Temperaturen an der ersten Sensorposition werden wahrscheinlich durch zusätzliche Aufheizung aufgrund der Wärmestrahlung vom gegenüberliegenden hinteren Plattenteil verursacht. Ohne Isolation messen alle Sensoren niedrigere Temperaturen. Wie bei der ebenen Platte ist keine Thermalwelle zu beobachten.

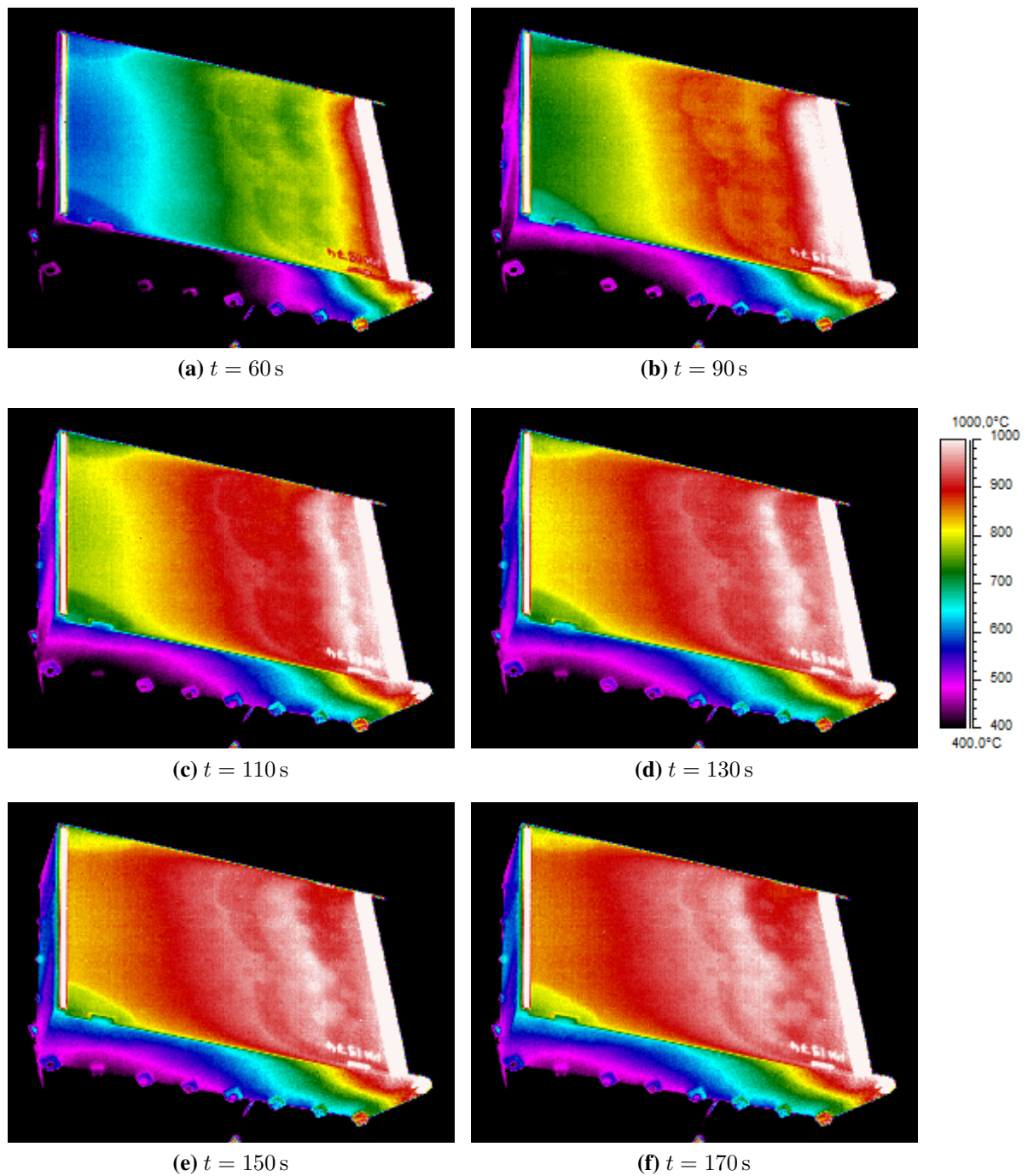
Abbildung 4.12 zeigt, die Aufheizung der ebenen Platte mit einer Beschichtung aus Siliziumcarbit ist bei 10° Anstellwinkel mit und ohne Isolierung sowie bei 20° Anstellwinkel ohne Isolierung vergleichbar zu der ebenen Platte ohne Beschichtung. Die Temperatur bei  $x = 30$  mm ist tendenziell niedriger, wobei das auch an einem schlechteren Wärmeübergang in der Verklebung der Thermoelemente liegen kann. Bei 20° Anstellwinkel mit Isolierung zeigen sich deutliche Unterschiede zur unbeschichteten Platte, denn hier ist in den Temperaturkurven der ersten beiden Sensoren ein zeitlich begrenzter Temperaturanstieg wie bei der konvexen Platte zu beobachten. Der Effekt tritt allerdings bei deutlich niedrigeren Temperaturen auf als auf der unbeschichteten konvexen Platte. Da die Temperaturen auf der unbeschichteten, ebenen Platte gleich sind oder höher liegen, die lokale Temperaturerhöhung dort aber passiert, wird dieser Effekt eindeutig durch die Beschichtung begünstigt beziehungsweise zu niedrigeren Temperaturen verschoben. Durch den langsameren Temperaturanstieg tritt der Effekt später im Versuch





**Abbildung 4.15:** Thermische Welle auf der konvexen Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel, mit Isolierung (Strömung von rechts nach links)

auf und der Zeitraum der Temperaturerhöhung ist länger. Insgesamt ist die Thermalwelle stärker ausgeprägt und lässt sich auch in den Infrarotbildern in Abbildung 4.16 besser erkennen. Der breite weiße Streifen rechts im Bild und der schmale weiße Streifen links im Bild sind hier wiederum die Isolierungen stromauf und stromab der Keramikplatte; die Temperaturwerte dort sind aufgrund des abweichenden Emissionsgrads ungültig. Der heißeste (weiße) Bereich auf der Platte in Abbildung 4.16b bewegt sich stromab bis Abbildung 4.16f. Bemerkenswert ist,



**Abbildung 4.16:** Thermische Welle auf der beschichteten ebenen Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel, mit Isolierung (Strömung von rechts nach links)

dass die Aufheizung vor der Thermalwelle langsamer verläuft und die Temperaturen an der ersten Sensorposition mit der Isolation unterhalb derer ohne Isolation liegen. Wieder ist der ausgeprägte Temperaturanstieg und -rückgang nur bei Verwendung der Isolation zu beobachten, obwohl die Temperaturen ohne die Isolation etwas höher als im Fall mit Isolation liegen.

## 5 Simulationen der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

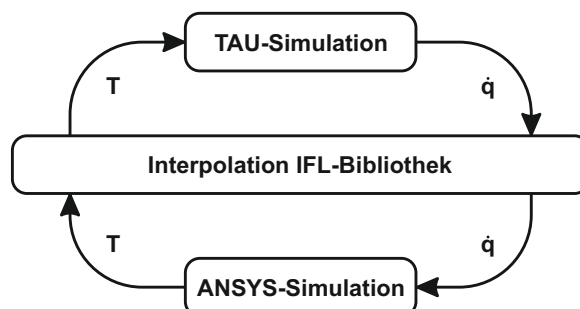
Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung dienen der Analyse der experimentellen Daten und der Unterstützung der Schlussfolgerungen. Insbesondere sollen damit der Einfluss der Oberflächenkatalyse und der internen Wärmestrahlung bewertet werden. In Abschnitt 5.2 werden zudem mögliche Ursachen für die beobachteten Thermalwellen untersucht.

### 5.1 Gekoppelte Strömung-Struktur-Simulationen

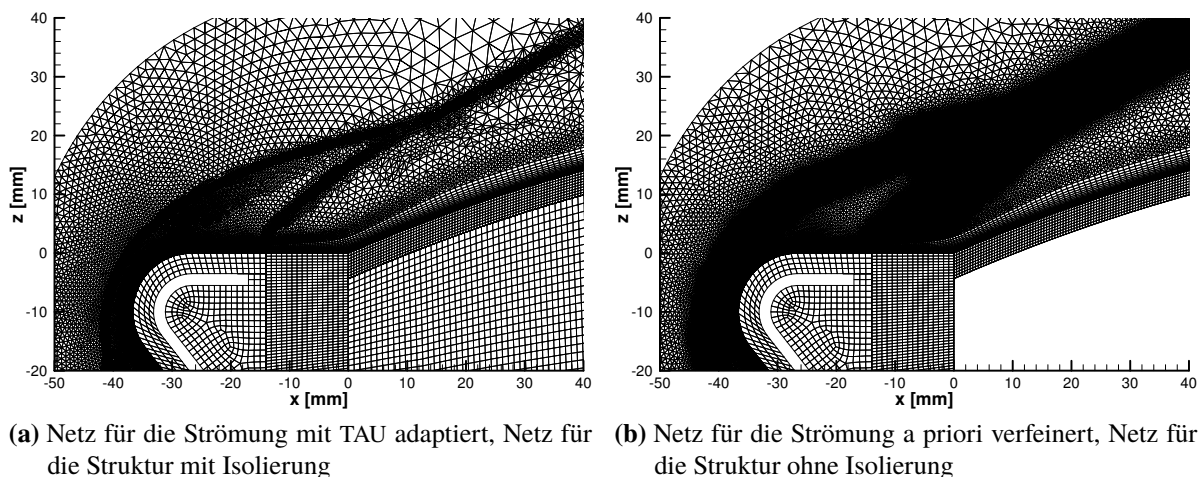
#### 5.1.1 Beschreibung der Simulationen

Da bei den Experimenten zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung keine signifikanten 3D-Effekte zu beobachten waren, wurden die Simulationen zunächst nur zweidimensional durchgeführt. Erneut wurde eine numerische Strömungssimulation (CFD) mit TAU durchgeführt, die an eine Struktursimulation mit ANSYS gekoppelt wurde. Abbildung 5.1 zeigt den Informationsfluss für die thermische Kopplung. Bei jedem Iterationsschritt stammen die Oberflächentemperaturen für die Strömungssimulation aus der letzten Struktursimulation. Die Struktursimulation erhält als Randbedingung die Wärmeströme wiederum aus der letzten Strömungssimulation. Die IFL-Bibliothek übernimmt die Interpolationen zwischen dem Strömungsnetz und dem Strukturnetz.

Mit den Anströmbedingungen aus Tabelle 4.1 ist die Strömung auf der gesamten Modelloberfläche laminar, daher wurde der Euler-Laminar-Löser von TAU verwendet. Das Netz besteht aus einer strukturierten Unterschicht auf der Oberfläche des Modells und unstrukturierten Zellen im restlichen Strömungsfeld. Die Stoßbereiche wurden mit dem Adaptionstool in TAU



**Abbildung 5.1:** Informationsfluss bei den Simulationen mit thermischer Kopplung



**Abbildung 5.2:** Detailansicht der Rechennetze für die gekoppelte Simulation der konvexen Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel

verfeinert und die Ergebnisse mit a priori verfeinerten Netzen verglichen. Abbildung 5.2 zeigt einen exemplarischen Ausschnitt der Netze. Es gibt keine signifikanten Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen mit den unterschiedlichen Verfeinerungsmethoden. Um die chemischen Reaktionen sowie das thermische Nichtgleichgewicht in der Strömung abbilden zu können, wurde die entsprechende TAU-Erweiterung genutzt [74, 99]. Dazu wurden 5 Spezies  $\{N_2, O_2, NO, N, O\}$ , 17 Reaktionen und 2 Temperaturen berücksichtigt. Dabei basiert das chemische Reaktionsmodell auf Gupta u. a. [45] und das thermische Modell auf Millikan und White [83].

Für die Struktursimulation wurden die Materialkennwerte aus Schäfer [102] für Kupfer, Stahl und C/C-SiC übernommen. Für die Isolierungen aus Kerform wurden die Materialkennwerte von KAPYROK verwendet, da es sich dabei um ein ähnliches Material handelt. Die Wandtemperatur auf der Innenseite der Kühlkanäle in der Nase und die Wandtemperatur auf der Unterseite der Bodenplatte wurden auf die Raumtemperatur von 293 K festgelegt. Für alle Außenflächen wurde eine Wärmeabstrahlung gegen eine 293 K kalte Umgebung eingestellt. Im Falle der konkaven Keramikplatte wurde auch Wärmestrahlung auf gegenüberliegende Bauteile zugelassen. Für die Konfigurationen ohne Isolationsmaterial im Innenraum wurde auch interne Wärmeübertragung durch Strahlung berücksichtigt. Die Konfiguration mit isoliertem Innenraum wurde alternativ zur gekoppelten Simulation auch als reine TAU-Simulation durchgeführt. In diesem Fall wurde die Wandtemperatur der Nase auf 293 K gesetzt; sowohl für die Isolationsstücke als auch für die Keramikteile wurde eine strahlungsadiabate Wandtemperatur gewählt. Bei diesen Rechnungen wurden verschiedene Einstellungen für die Katalyse auf der Oberfläche verglichen.

### 5.1.2 Simulationsergebnisse

Abbildungen 5.3 bis 5.8 zeigen die Ergebnisse der gekoppelten Simulationen zu allen Konfigurationen, die in den Experimenten untersucht wurden. Die Farben geben die Temperaturverteilung wieder – allerdings mit unterschiedlicher Skalierung für die Strömung und das Modell. Bei allen Konfigurationen liegt die Temperatur aller metallischen Komponenten nahe an 293 K. Die

C/C-SiC-Platten haben bei Verwendung der Isolierung in Dickenrichtung eine fast konstante Temperaturverteilung. Dies ist daran zu erkennen, dass die Isolinien (die Grenzen zwischen den Farbbereichen) nahezu normal zur Plattenoberfläche verlaufen. Ohne die Isolierung bleibt dagegen auch für den statischen Zustand ein signifikanter Gradient in den Platten bestehen. In diesen Fällen verlaufen die Isolinien schräg.

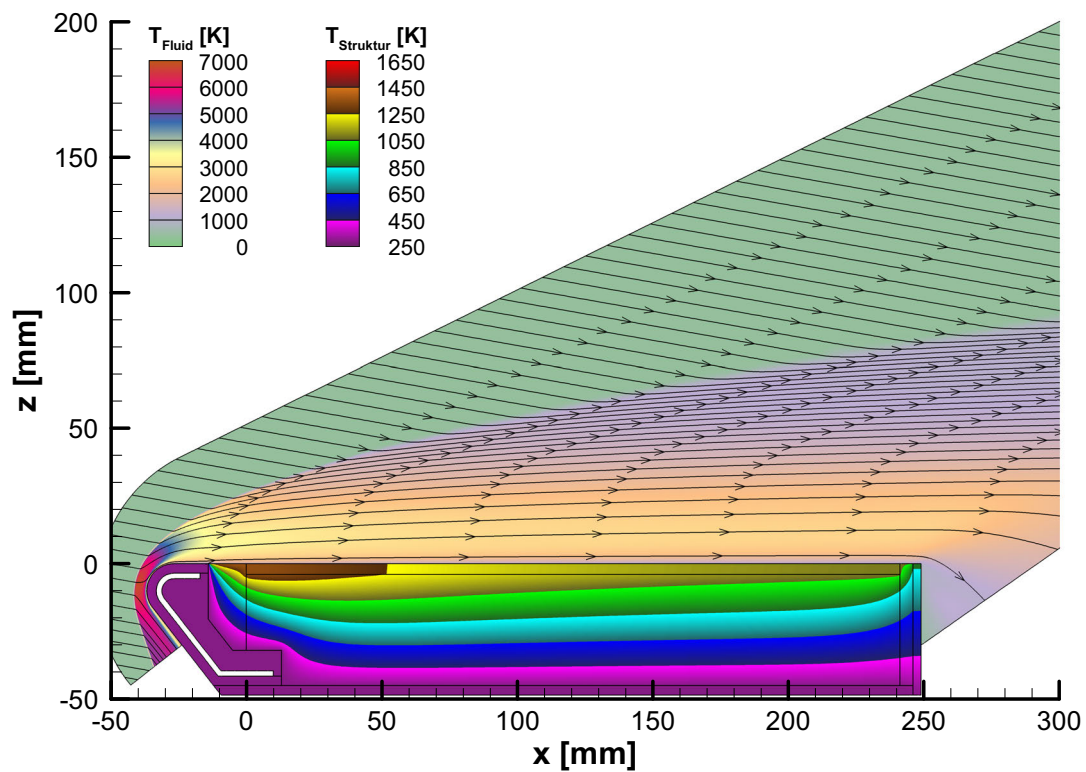
Die aus den Daten extrahierten Verteilungen des Wanddrucks und des Reibungsbeiwerts in  $x$ -Richtung auf der Modelloberseite sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Es handelt sich dabei um die Daten aus den Konfigurationen mit Isolierung, doch sind die Werte für die Konfigurationen ohne Isolierung nahezu identisch. Der Druckverlauf auf der ebenen Platte ist annähernd konstant, auf der konvexen Platte deutlich abfallend und auf der konkaven Platte deutlich ansteigend (Abbildung 5.9a). Bei  $20^\circ$  Anstellwinkel betragen die Drücke etwa das doppelte der Werte bei  $10^\circ$  Anstellwinkel. Beim Druckverlauf auf der konkaven Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel fällt das ausgedehnte Plateau mit konstantem Druck auf. Dies hängt mit einem überaus großen Ablösegebiet zusammen, das weiter unten diskutiert wird.

Die Simulationen prognostizieren eine Gastemperatur oberhalb der ebenen Platte von etwa 3000 K bei  $10^\circ$  Anstellwinkel und 3500 K bei  $20^\circ$  Anstellwinkel (Abbildungen 5.3a, 5.3b, 5.4a und 5.4b). Die Temperaturen nehmen zum Ende der Platte langsam ab. Der Kühleffekt für die Grenzschicht durch die gekühlte Nase verschwindet sehr schnell auf dem Stück Isolationsmaterial zwischen Nase und Platte, wie in Abbildung 5.10 zu sehen. Daher ist der heißeste Teil der ebenen Platte die Vorderkante, die Temperatur nimmt zum Ende der Platte ab. Der schlagartige Anstieg der Wandtemperatur auf dem vorderen Isolationsmaterial führt zu einem rapiden Anstieg der Grenzschichtdicke und dadurch zu einem kleinen Peak im Druckverlauf auf der Modelloberfläche bei  $-15 \text{ mm} < x < -10 \text{ mm}$  (Abbildung 5.9a), wie es auch von Inger und Gnoffo [62] beobachtet wurde. Die Unstetigkeit sorgt auch für eine Oszillation im Verlauf der Wandschubspannung in Abbildung 5.9b.

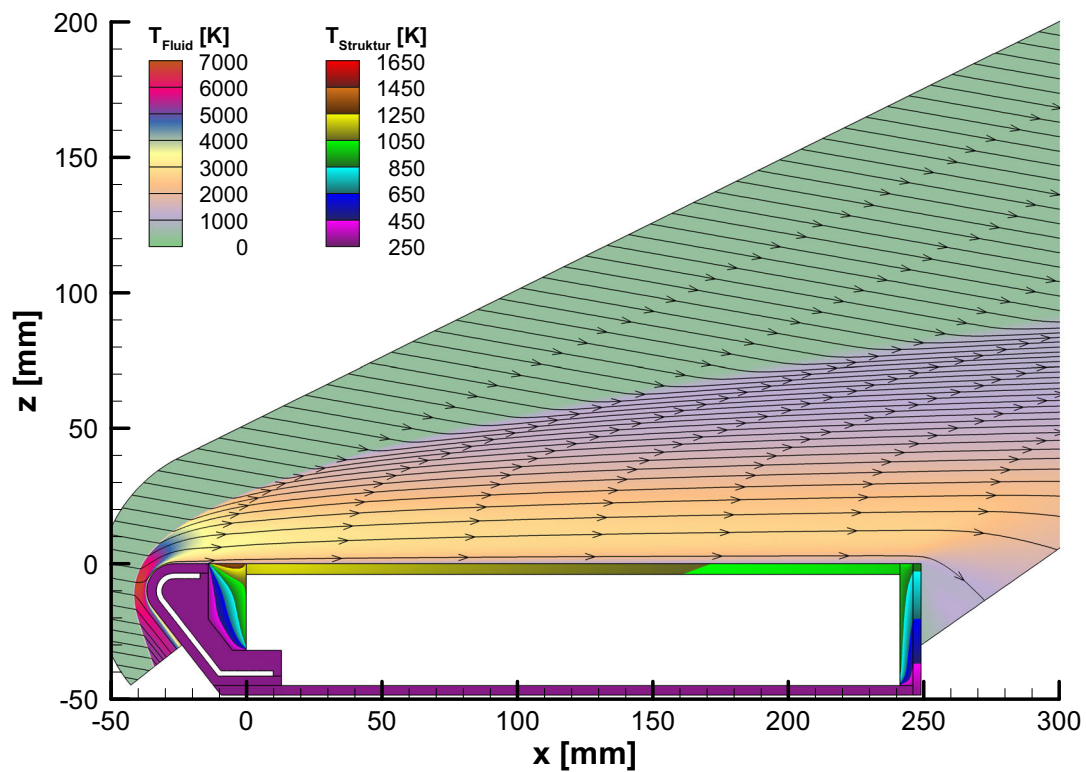
In der Ecke, gebildet aus der vorderen Isolation und der konvexen Platte, entsteht eine Ablöseblase, die bei  $10^\circ$  Anstellwinkel relativ klein und bei  $20^\circ$  Anstellwinkel etwas größer ist (Abbildungen 5.5a, 5.5b, 5.6a und 5.6b). Dies lässt sich gut im Verlauf der Wandschubspannung in Abbildung 5.9b erkennen. Die Ablöseblase verursacht einen frühen Ablösestoß, der mit einem deutlichen Druckanstieg einhergeht (Abbildung 5.9a). Die höchste Temperatur der Platte befindet sich stromab der Ablöseblase, der Wiederanlegelinie und kurz nach dem maximalen Oberflächendruck.

Die Simulation für  $10^\circ$  Anstellwinkel ergibt fast die gleichen Temperaturen am Anfang und am Ende der konkaven Platte und dazwischen niedrigere Werte (Abbildungen 5.7a und 5.7b). Der Expansionsfächer, der an der Ecke zwischen der vorderen Isolation und der Platte entsteht, verursacht einen Temperatur- und Druckabfall. Etwa in der Mitte der konkaven Platte entstehen Kompressionswellen, die sich oberhalb der Platte zu einem schrägen Verdichtungsstoß überlagern und einen Druck- und Temperaturanstieg sowie eine Ablöseblase auf der hinteren Plattenhälfte verursachen. Dies lässt sich gut am Verlauf der Wandschubspannung in Abbildung 5.9b erkennen. Wie die Detailansicht in Abbildung 5.11 zeigt, ist das Ablösegebiet so flach, dass die Stromlinien der Kontur gut folgen. Für  $20^\circ$  Anstellwinkel sagt die Simulation voraus, dass die Temperaturen im vorderen Teil der Platte niedriger sind als im hinteren Teil (Abbildungen 5.8a und 5.8b). In den Simulationen entsteht allerdings eine Ablöseblase, die fast die gesamte Mulde der konkaven Platte ausfüllt. Die Stromlinien verlaufen daher nicht



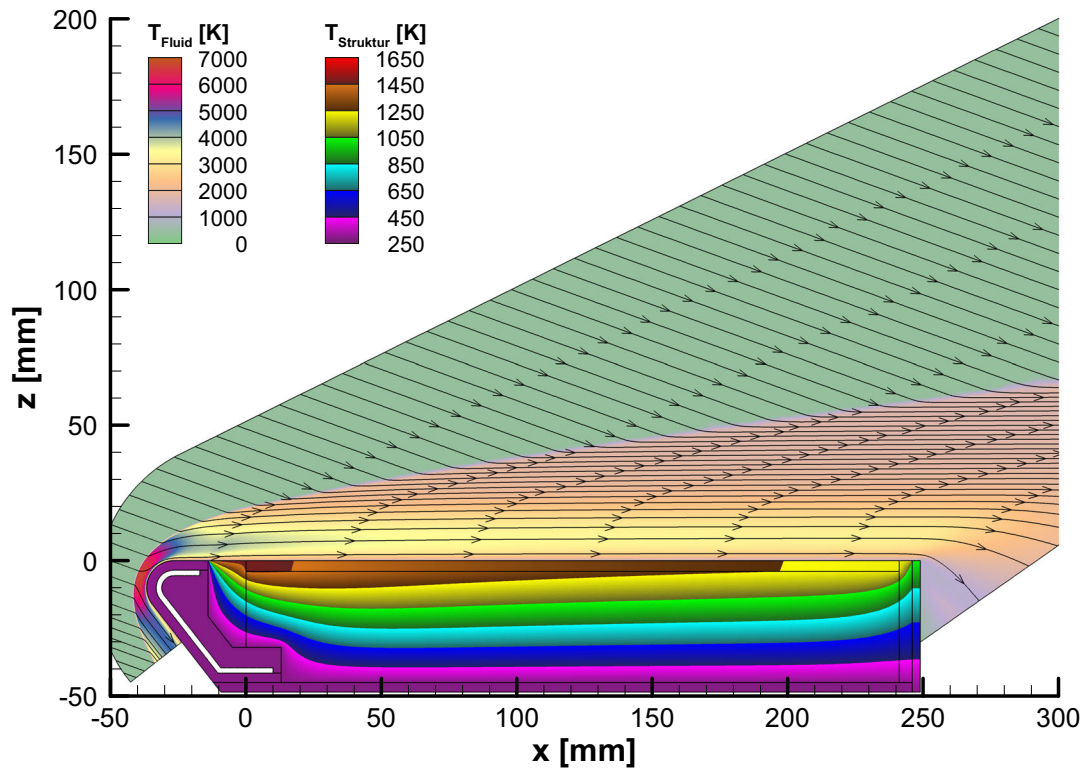


(a) Mit Isolierung

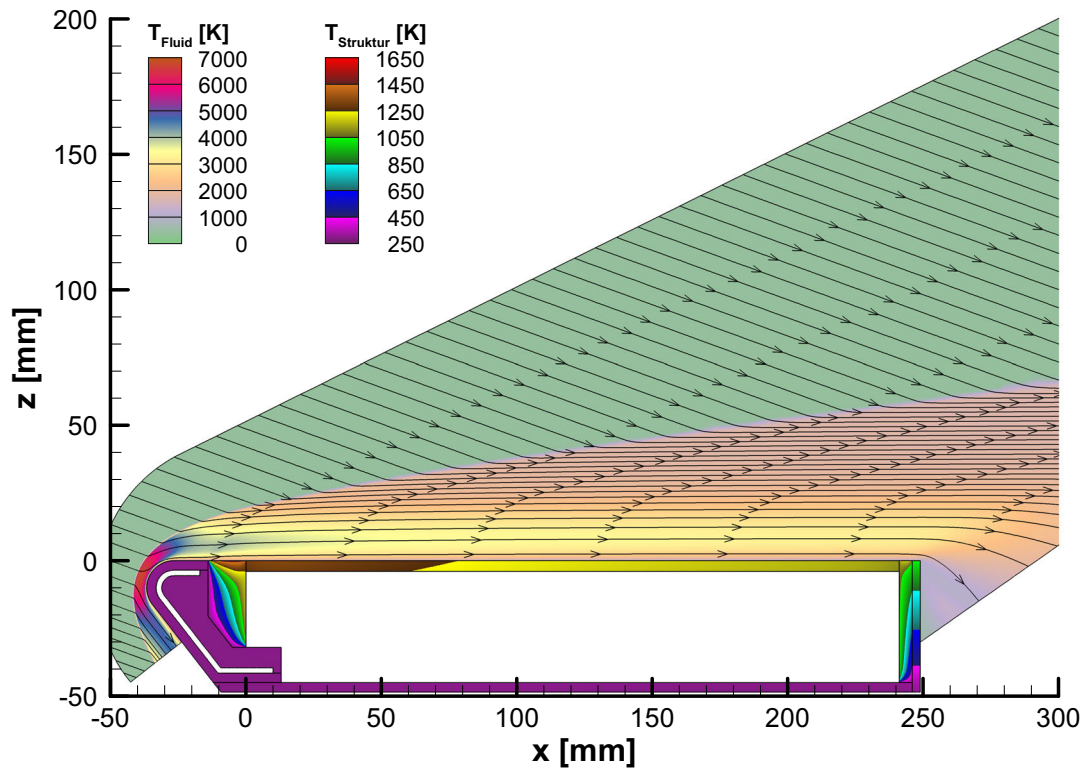


(b) Ohne Isolierung

**Abbildung 5.3:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der ebenen Platte bei einem Anstellwinkel von  $10^\circ$

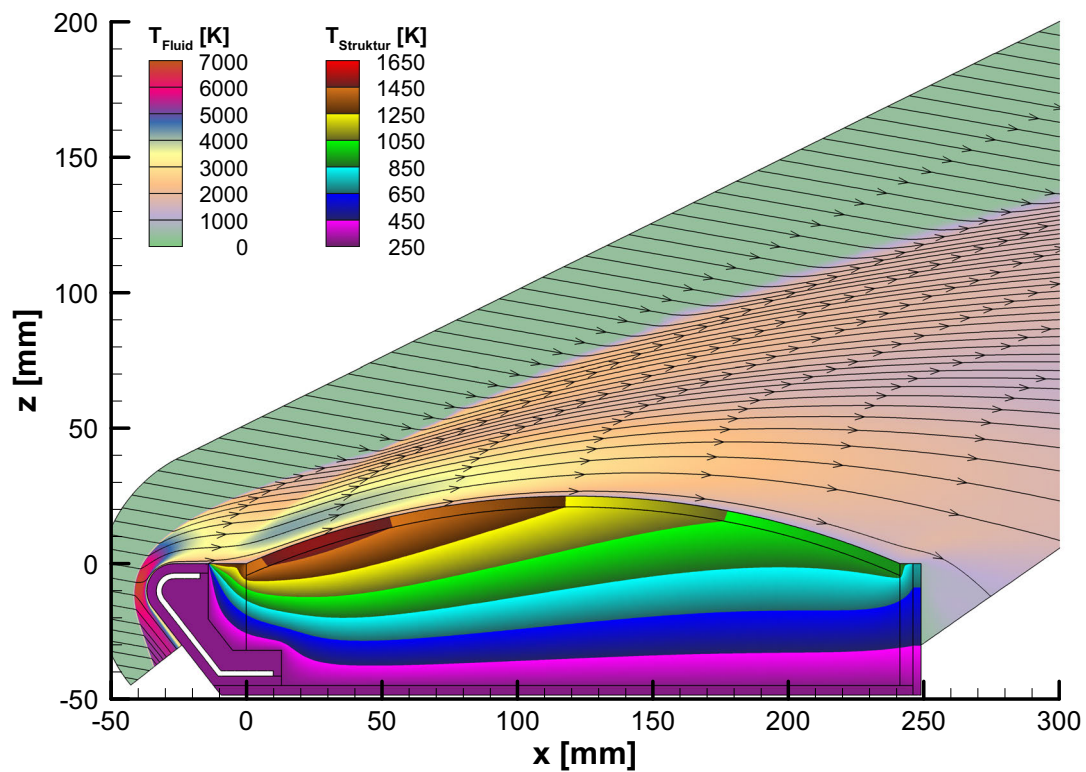


(a) Ebene Platte mit Isolierung

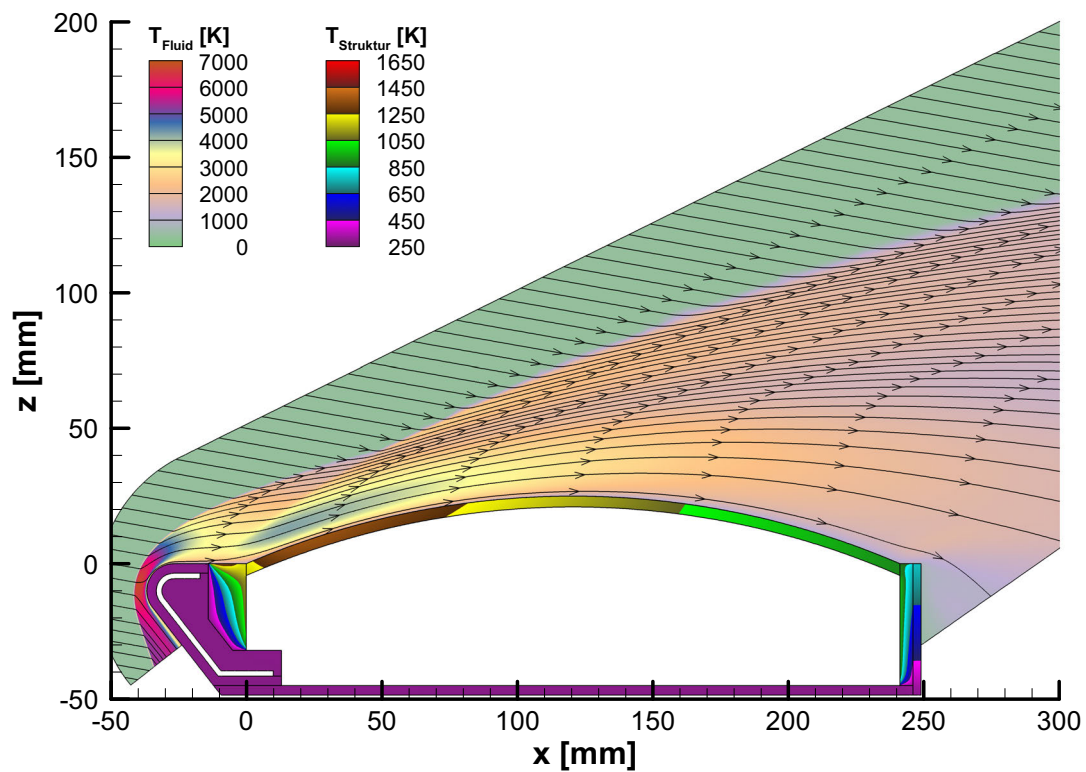


(b) Ebene Platte ohne Isolierung

**Abbildung 5.4:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von  $20^\circ$



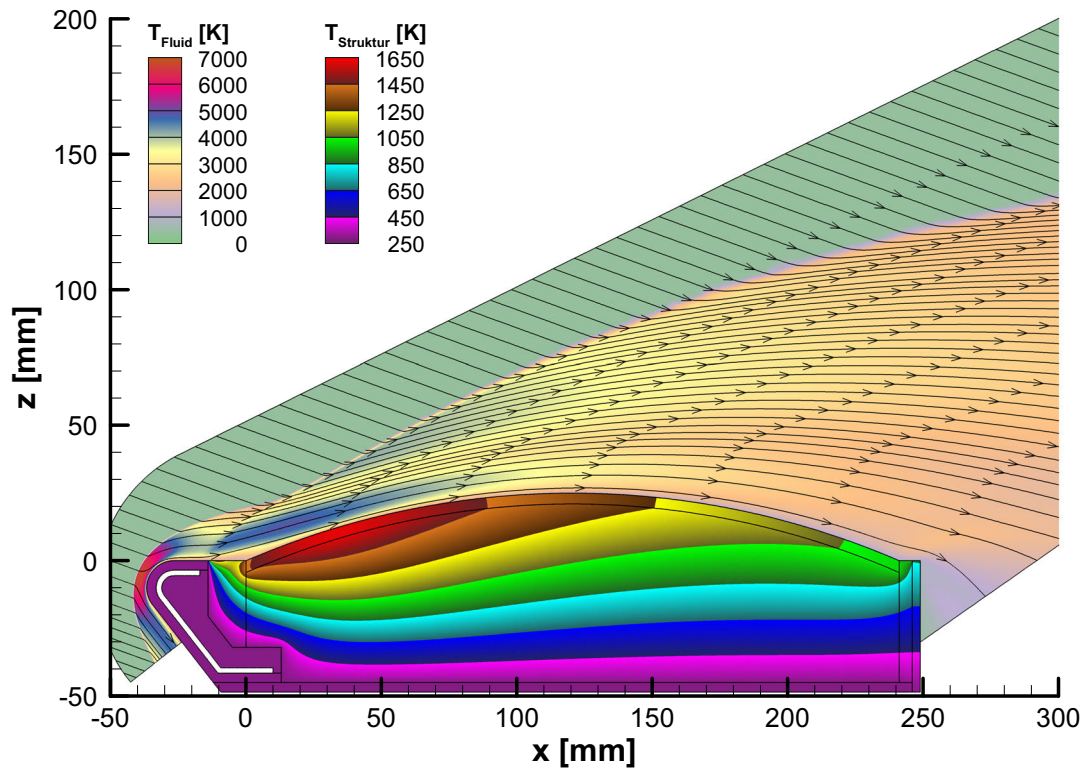
(a) Mit Isolierung



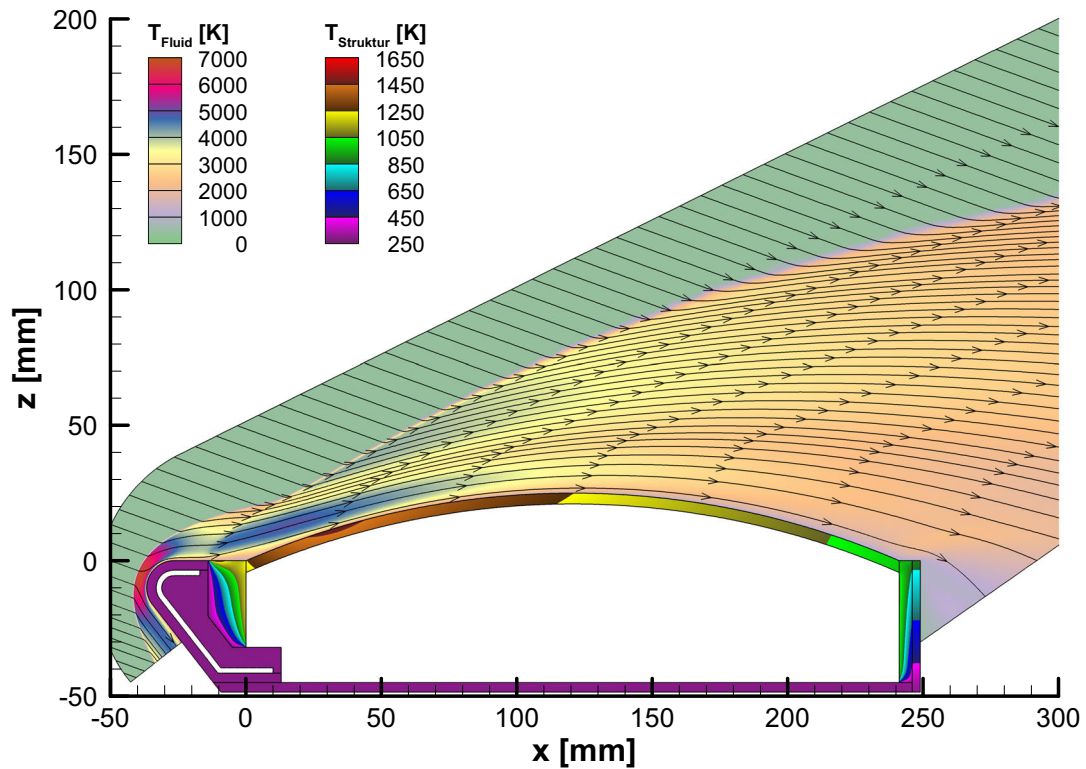
(b) Ohne Isolierung

**Abbildung 5.5:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von  $10^\circ$



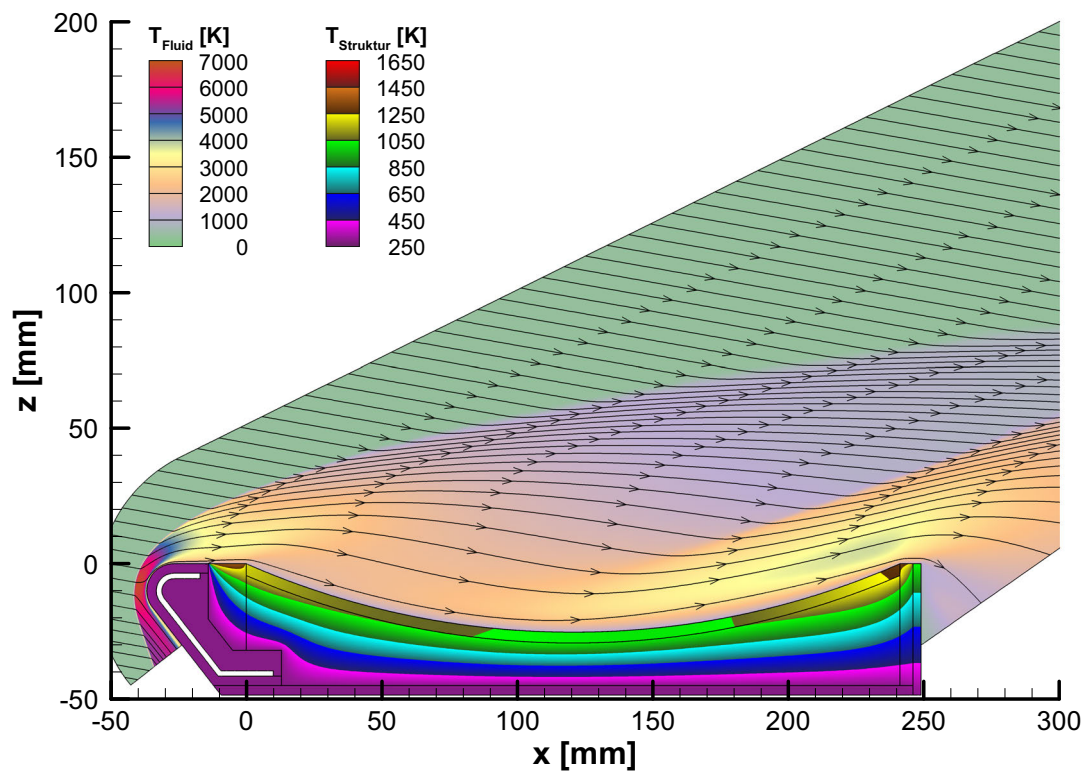


(a) Konvexe Platte mit Isolierung

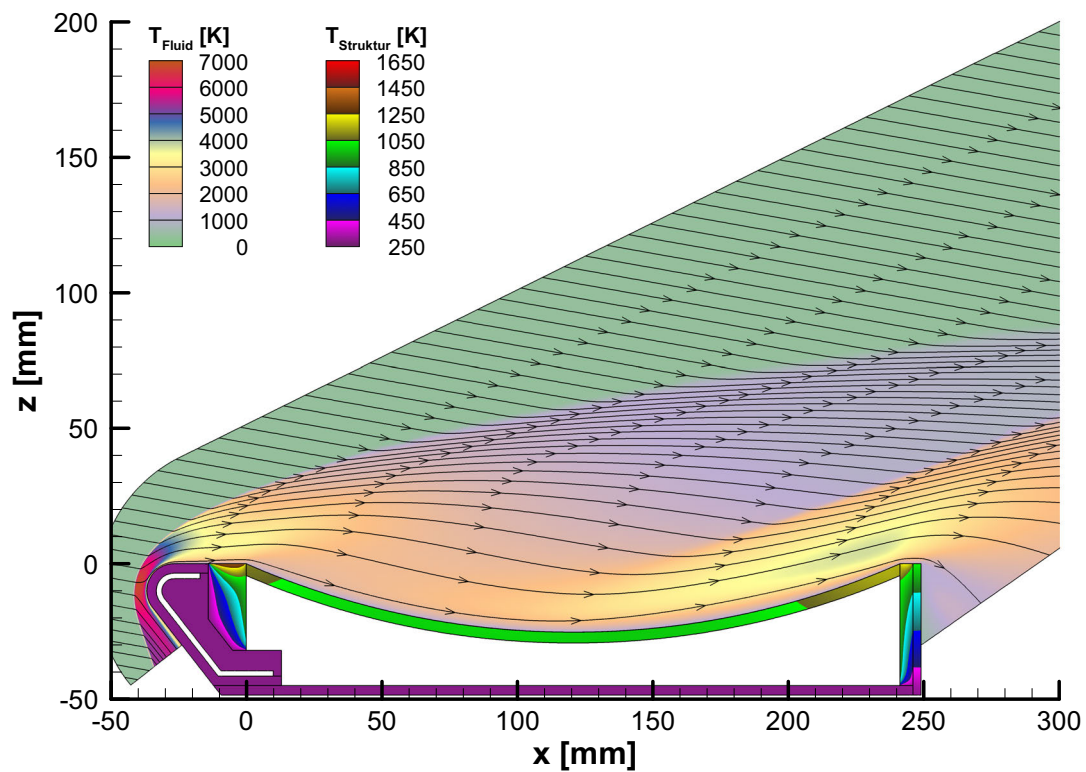


(b) Konvexe Platte ohne Isolierung

**Abbildung 5.6:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konvexen Platte bei einem Anstellwinkel von  $20^\circ$

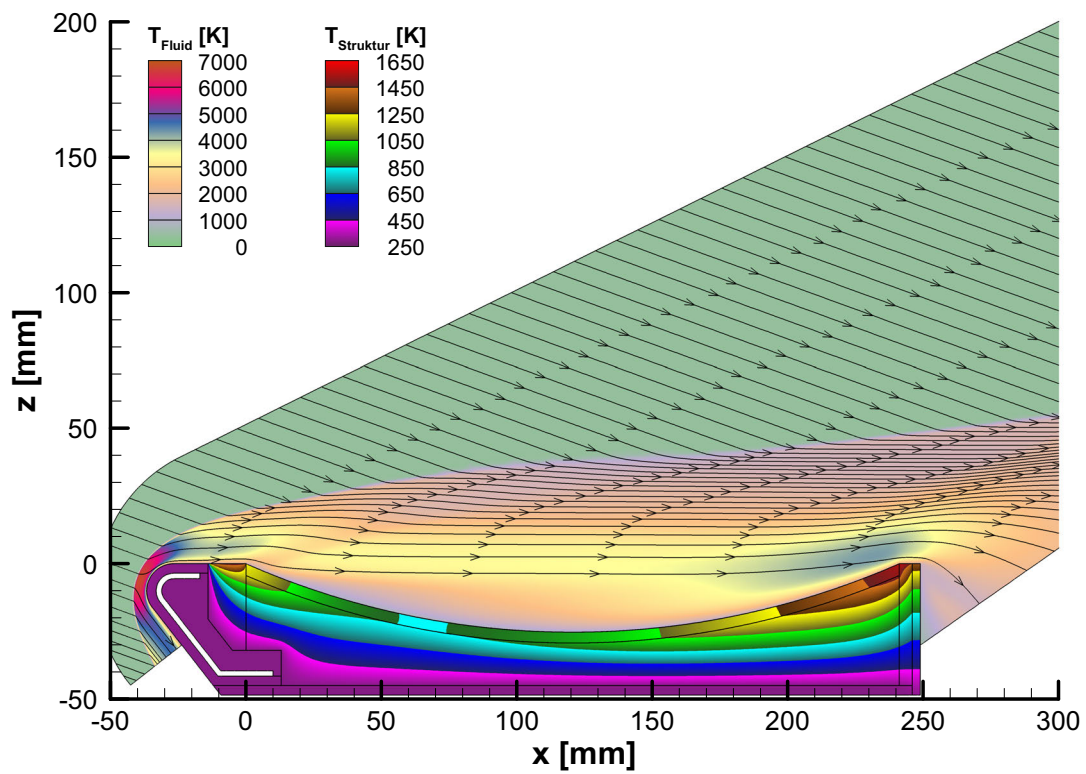


(a) Mit Isolierung

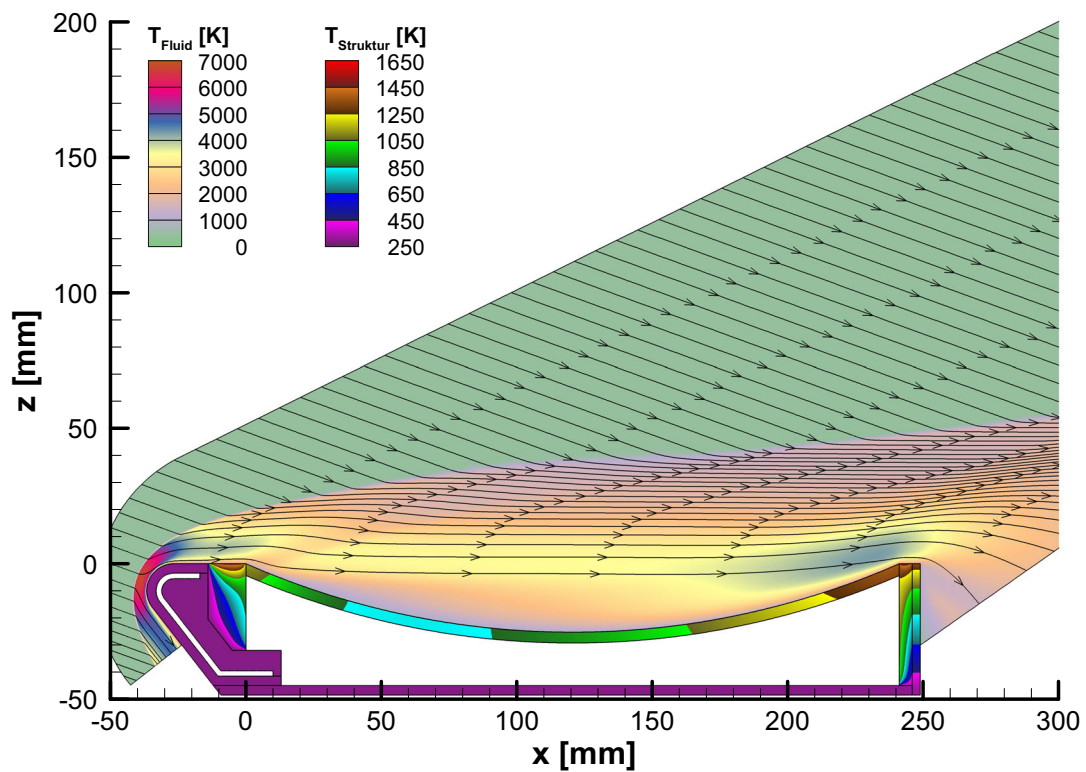


(b) Ohne Isolierung

**Abbildung 5.7:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konkaven Platte bei einem Anstellwinkel von  $10^\circ$



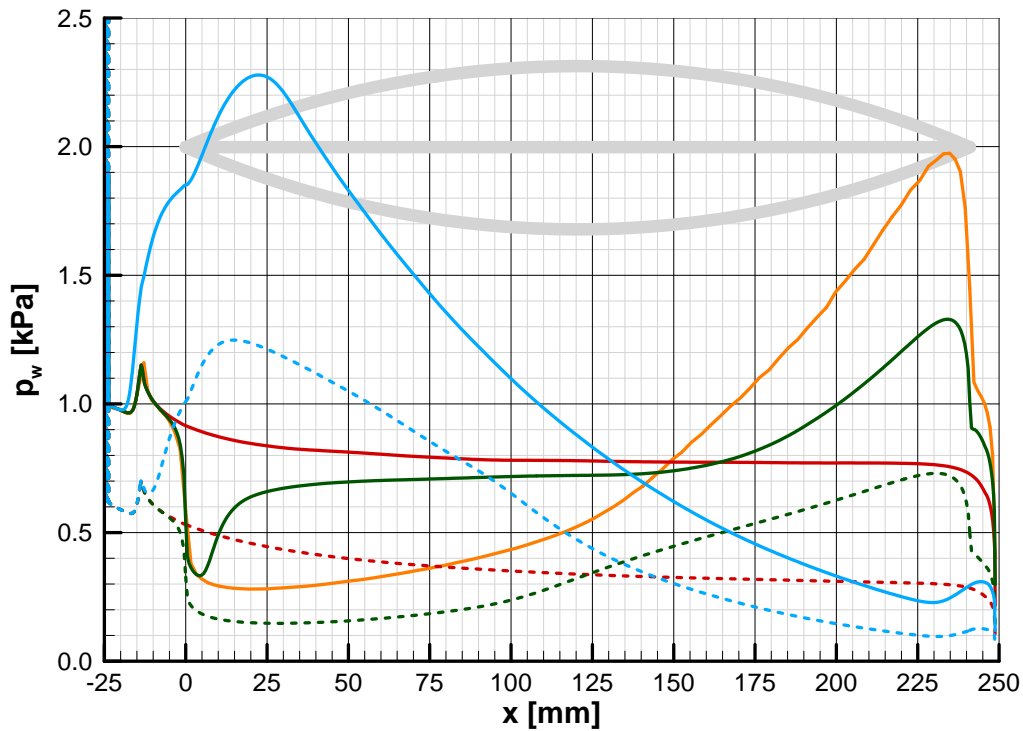
(a) Konkave Platte mit Isolierung



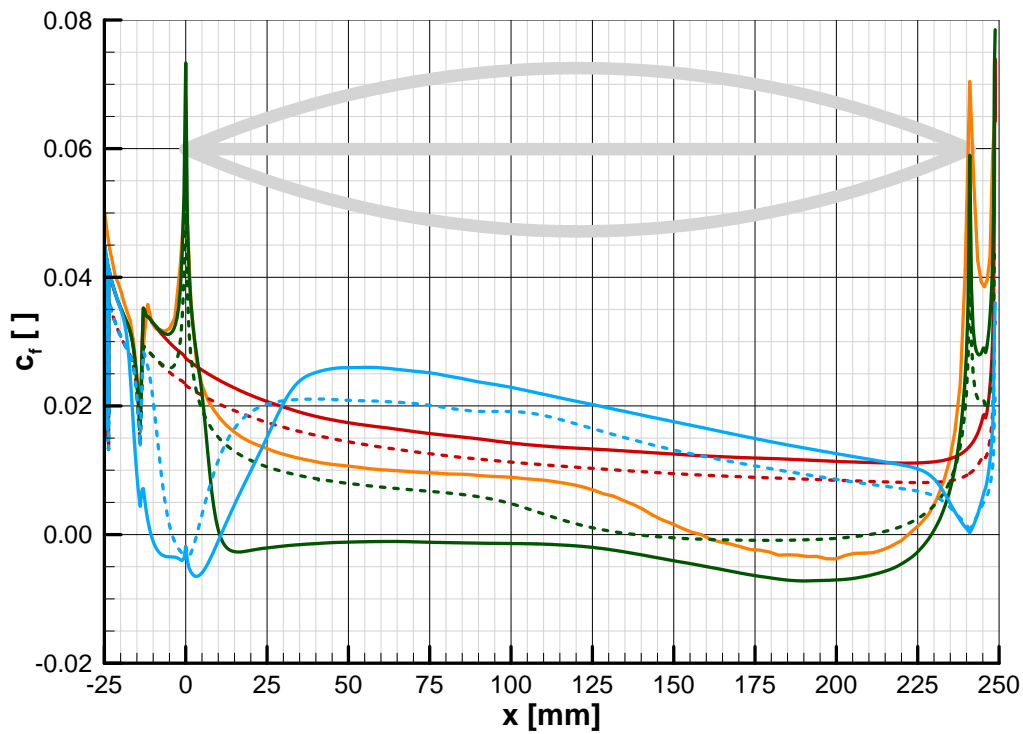
(b) Konkave Platte ohne Isolierung

**Abbildung 5.8:** Temperaturen im Strömungsfeld und im Modell aus gekoppelten Simulationen der konkaven Platte bei einem Anstellwinkel von  $20^\circ$

- - - - - ebene Platte,  $\alpha = 10^\circ$       — ebene Platte,  $\alpha = 20^\circ$   
 - - - - - konvexe Platte,  $\alpha = 10^\circ$       — konvexe Platte,  $\alpha = 20^\circ$   
 - - - - - konkave Platte,  $\alpha = 10^\circ$       — konkave Platte,  $\alpha = 20^\circ$       — konkave Platte,  $\alpha = 20^\circ$ , 3D



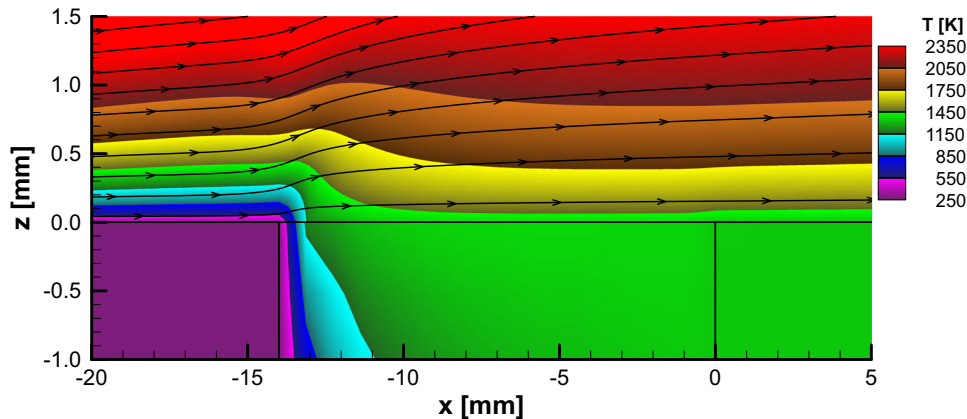
(a) Druck  $p_w$



(b) lokaler Reibungsbeiwert  $c_f$

**Abbildung 5.9:** Werte auf der Modelloberfläche für gekoppelte Simulationen mit Isolierung



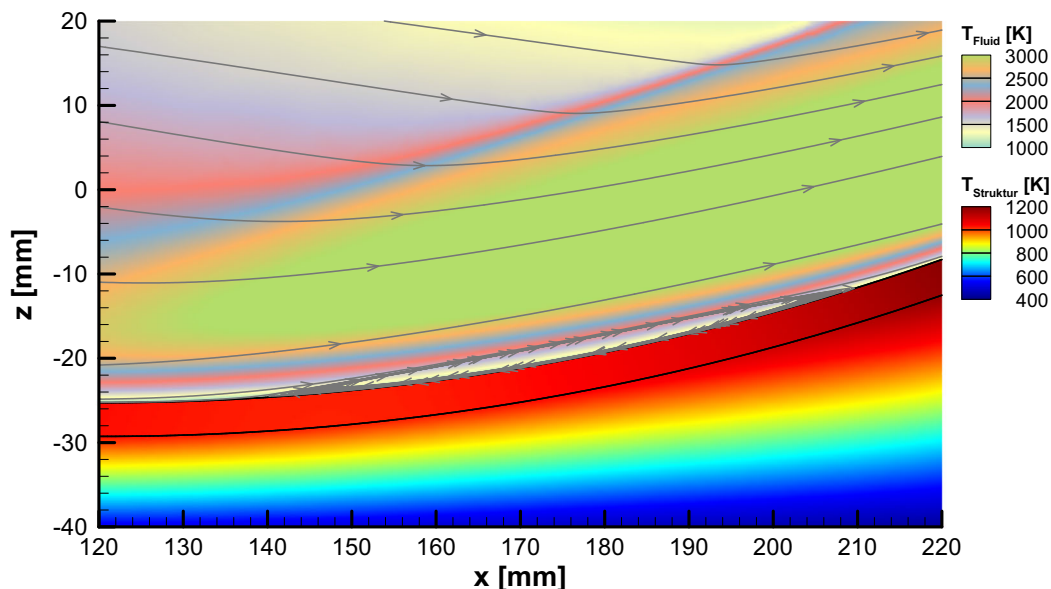


**Abbildung 5.10:** Detailansicht des Temperaturfelds am Übergang zwischen gekühlter Nase und Isolationsmaterial aus der gekoppelten Simulation der ebenen Platte bei  $10^\circ$  Anstellwinkel mit Isolierung: Strömungsfeld für  $z > 0$  mm, gekühlte Nase für  $x < -14$  mm  $\wedge$   $z < 0$  mm, Isolierung für  $-14$  mm  $< x < 0$  mm  $\wedge$   $z < 0$  mm, Testpaneel für  $x > 0$  mm  $\wedge$   $z < 0$  mm (nicht maßstabsgerecht)

mehr entlang der Plattenkontur, sondern fast geradlinig von der Vorderkante zur Hinterkante der Platte. Ein Ablösegebiet dieser Größe ist im realen Experiment mit endlicher Modellbreite und einer seitlich offenen Mulde allerdings sehr unwahrscheinlich. Daher wurde dieser Fall auch mit einem 3D-Modell simuliert.

Abbildung 5.12 zeigt die Ergebnisse der 3D-Simulation der konkaven Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel. Diese Rechnung wurde ohne Kopplung an ein Strukturmodell, sondern mit einer festen Temperatur für die Nase und einer strahlungsadiabaten Randbedingung für die Isolierungs- und C/C-SiC-Teile durchgeführt. Wie erwartet, folgen in diesem Fall die Stromlinien der Kontur deutlich besser (Abbildung 5.12a). Am Verlauf der Wandschubspannungen auf dem Modell (Abbildung 5.12b) lässt sich ablesen, dass die Strömung nach außen ausweicht und nur ein kleines Ablösegebiet existiert. Dennoch ist die Temperaturverteilung insbesondere in der Mitte der Platte näherungsweise zweidimensional. Die Ergebnisse dieser Simulation sind auch in den Abbildungen 5.9a und 5.9b eingetragen. Sie zeigen die deutlichen Unterschiede zwischen der 2D- und 3D-Simulation.

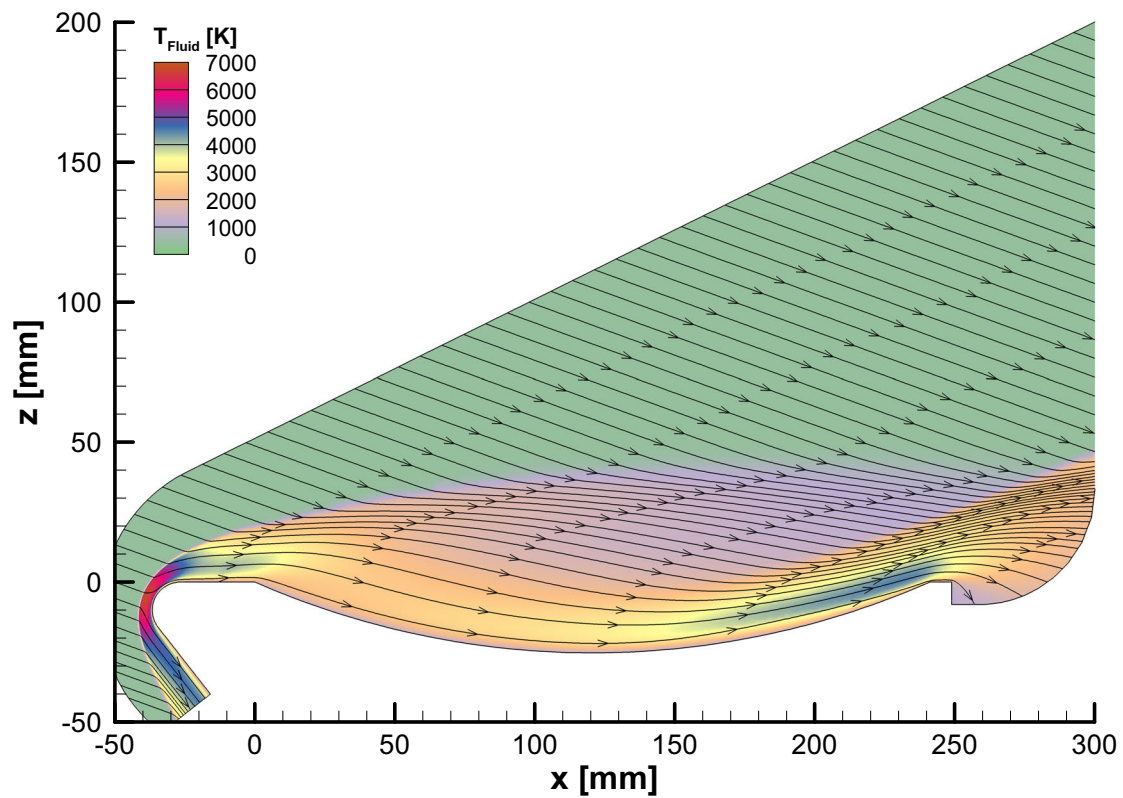
In den Abbildungen 5.13 bis 5.15 werden die gemessenen Temperaturwerte nach 180 s Versuchszeit mit den statischen Temperaturverteilungen aus verschiedenen Simulationen verglichen. Es ist daher wichtig zu berücksichtigen, wie nah die Temperaturwerte zu diesem Zeitpunkt ihren asymptotischen Grenzwerten sind. Dies ist den Abbildungen 4.11 bis 4.14 zu entnehmen. Für jede Konfiguration – bestimmt durch die Plattenform und den Anstellwinkel – sind die Ergebnisse von sechs unterschiedlichen Simulationen eingetragen. Drei davon sind reine Strömungssimulationen, bei denen die Oberflächentemperatur der Nase auf 293 K gesetzt und alle anderen Oberflächen als strahlungsadiabat angenommen sind. Die Rechnungen unterscheiden sich bezüglich der Katalyse auf der Oberfläche. Die niedrigsten Oberflächentemperaturen erhält man, wenn auf der gesamten Oberfläche keine Katalyse berücksichtigt wird. Dieselben Ergebnisse erhält man, wenn nur auf der Nase Katalyse zugelassen wird, weil die gesamte zusätzliche Wärme direkt von der gekühlten Nase abtransportiert wird. Daher ist dieser Fall in den Diagrammen nicht eingetragen. Werden, wie bei solchen Bedingungen üblich, alle Oberflächen



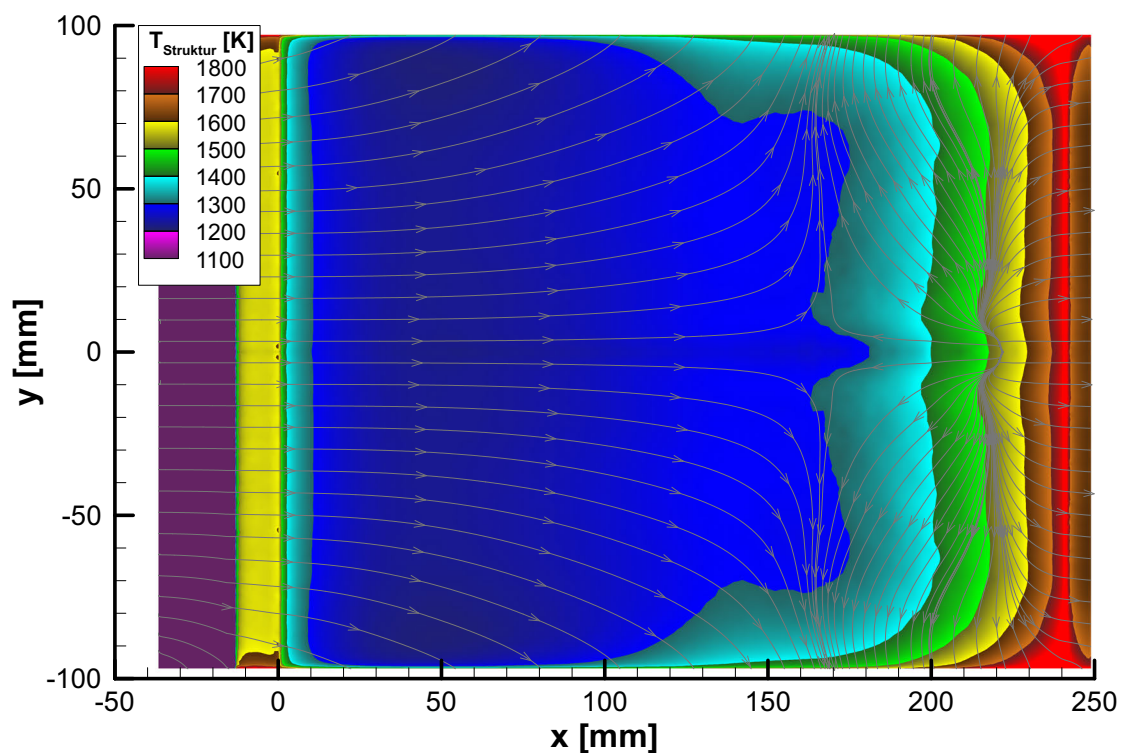
**Abbildung 5.11:** Ablöseblase der gekoppelten Simulation der konkaven Platte mit Isolation bei  $10^\circ$  Anstellwinkel

als katalytisch modelliert, führt dies zu höheren Temperaturen auf den Isolationselementen und den C/C-SiC-Platten. Wird nur für die Testplatten Oberflächenkatalyse zugelassen, so ist mehr atomarer Sauerstoff im vorderen Bereich der Platte vorhanden und dessen Rekombination führt dort zu höheren Temperaturen. Die restlichen drei Kurven stammen aus verschiedenen gekoppelten Simulationen. Bei allen werden alle Oberflächen als katalytisch modelliert. Die Unterschiede bestehen in der Behandlung der inneren Oberflächen in der Struktursimulation. Bei jeweils einer ist der Raum unter der Testplatte mit Isolationsmaterial gefüllt und die Außenflächen können gegen eine kalte Umgebung von 293 K Wärme abstrahlen. Es handelt sich also um die Simulationen aus den Abbildungen 5.3a, 5.4a, 5.5a, 5.6a, 5.7a und 5.8a, die den Experimenten mit Isolierung entsprechen. Dies führt üblicherweise zu den höchsten Temperaturen unter den gekoppelten Simulationen. Bei der zweiten Variante der gekoppelten Simulationen ist keine Isolation im Innenraum vorhanden und es wird angenommen, dass alle Außenseiten und Innenseiten gegen eine kalte Umgebung von 293 K Wärme abstrahlen können. Dies führt immer zu den niedrigsten Temperaturen aller gekoppelten Simulationen und dient dazu, den Einfluss der Wärmestrahlung quantifizieren zu können. Bei der letzten Variante wird die Wärmestrahlung vollständig simuliert. Es werden also für alle Innenflächen sowie die Außenseite der Testpaneele die Sichtbarkeiten, Emissions-, Absorptions- und Reflexionsraten berücksichtigt. Es handelt sich also um die Simulationen aus den Abbildungen 5.3b, 5.4b, 5.5b, 5.6b, 5.7b und 5.8b, die den Experimenten ohne Isolierung entsprechen.

Die vordersten Sensoren in der ebenen Platte erreichen bei  $10^\circ$  und  $20^\circ$  Anstellwinkel nahezu ihre asymptotischen Grenzwerte und stimmen recht gut mit den Werten aus den entsprechenden Simulationen überein (Abbildung 5.13). Bei den hinteren Sensoren steigen die Temperaturen nach 180 s Versuchszeit immer noch an. Daher überrascht es nicht, dass sie unterhalb der Werte aus den stationären Simulationen liegen. Diese gute Übereinstimmung der experimentellen und numerischen Ergebnisse wird nur durch die Pyrometermessungen bei  $x = 30$  mm getrübt, die höhere Werte als die Simulationen ergeben. Die Ergebnisse der beiden gekoppelten Simulationen



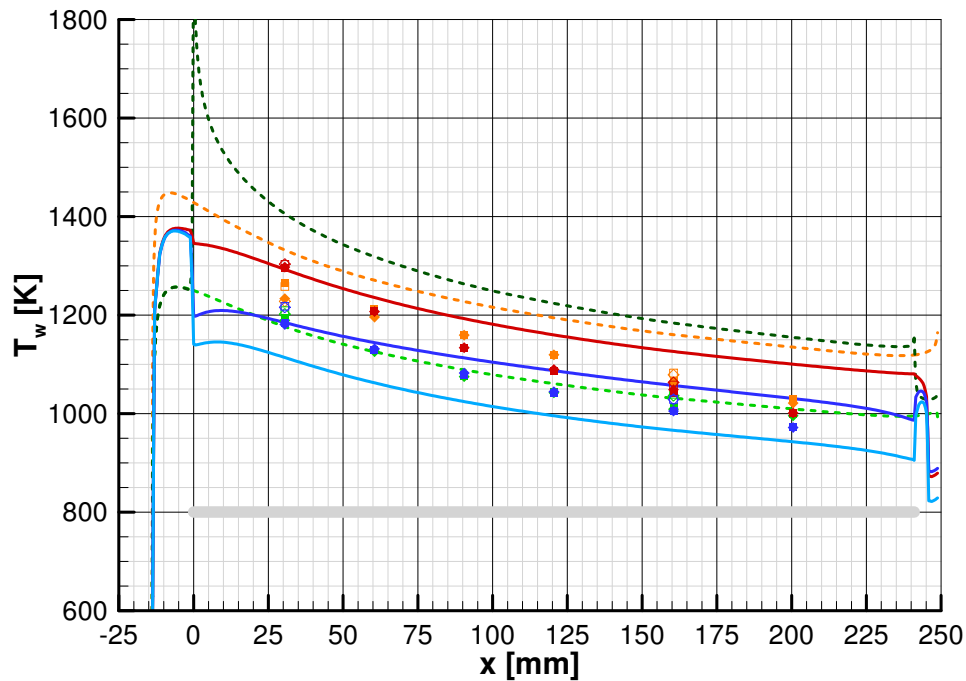
(a) statische Temperatur der Strömung



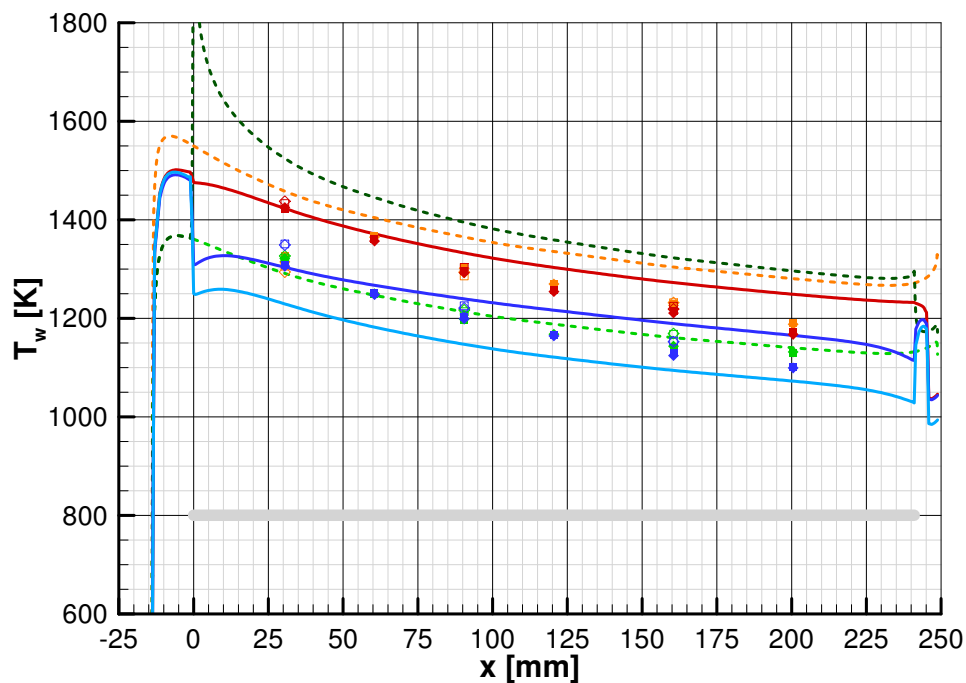
(b) Wandtemperatur der Strukturoberseite

**Abbildung 5.12:** Ergebnisse einer 3D-Simulation einer adiabaten konkaven Platte bei  $20^\circ$  Anstellwinkel mit Stromlinien aus den Geschwindigkeits- bzw. Schubspannungsvektoren

Strömungssimulationen (adiabat)	gekoppelte Simulationen (alles katalytisch)	Experimente	y	z	Isolierung ohne	mit
alles katalytisch	mit Isolierung	Thermoelemente	0 mm	-2 mm	◆	◆
nichts katalytisch	interne Strahlung	Pyrometer	0 mm	0 mm	◇	◇
Platte katalytisch	Umgebungsstrahlung					



(a)  $10^\circ$  Anstellwinkel

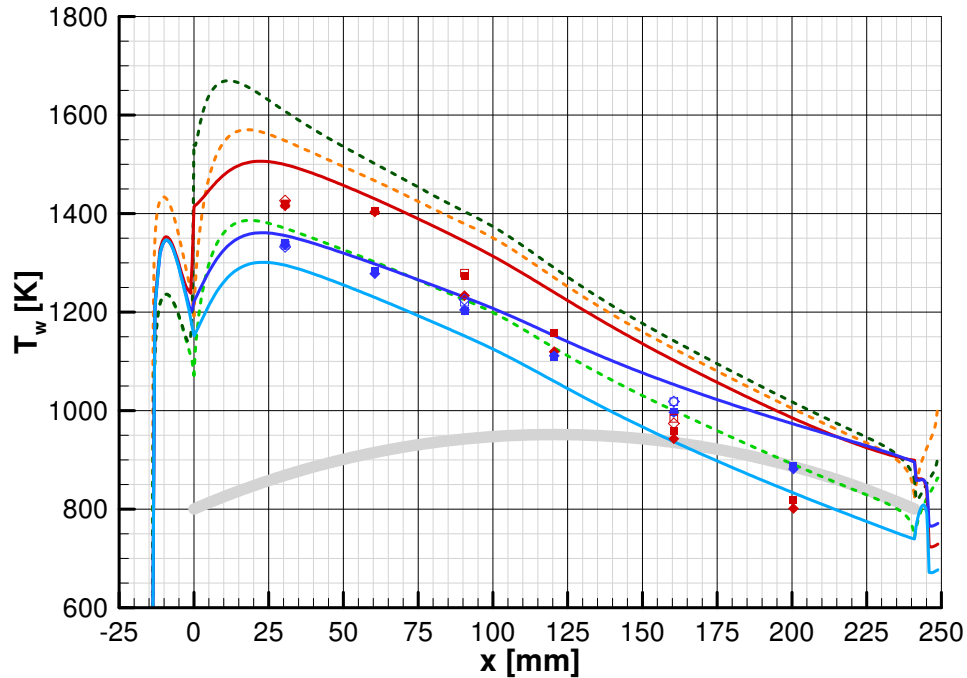


(b)  $20^\circ$  Anstellwinkel

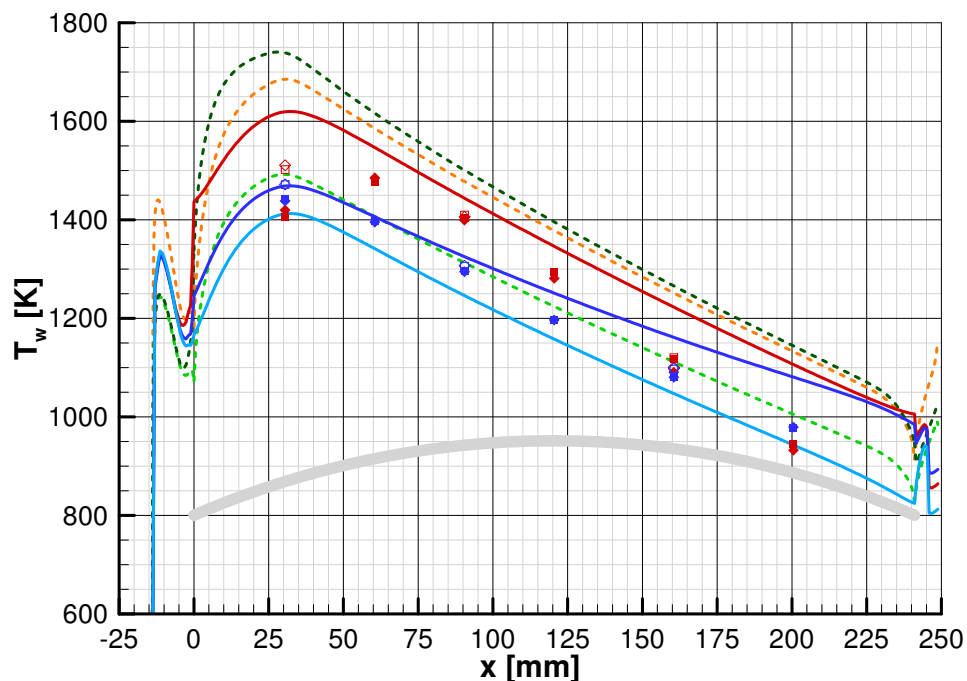
**Abbildung 5.13:** Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der ebenen Platte



Strömungssimulationen (adiabat)	gekoppelte Simulationen (alles katalytisch)	Experimente	y	z	Isolierung ohne	mit
alles katalytisch	mit Isolierung	Thermoelemente	0 mm	-2 mm	◆	◆
nichts katalytisch	interne Strahlung	Pyrometer	0 mm	0 mm	◇	◇
Platte katalytisch	Umgebungsstrahlung					



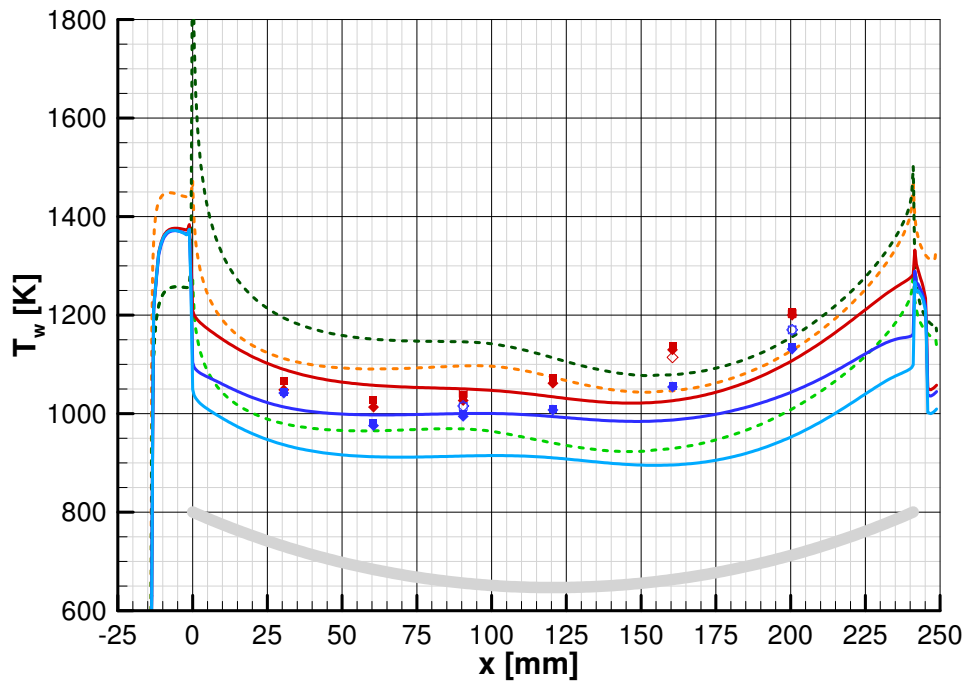
(a) 10° Anstellwinkel



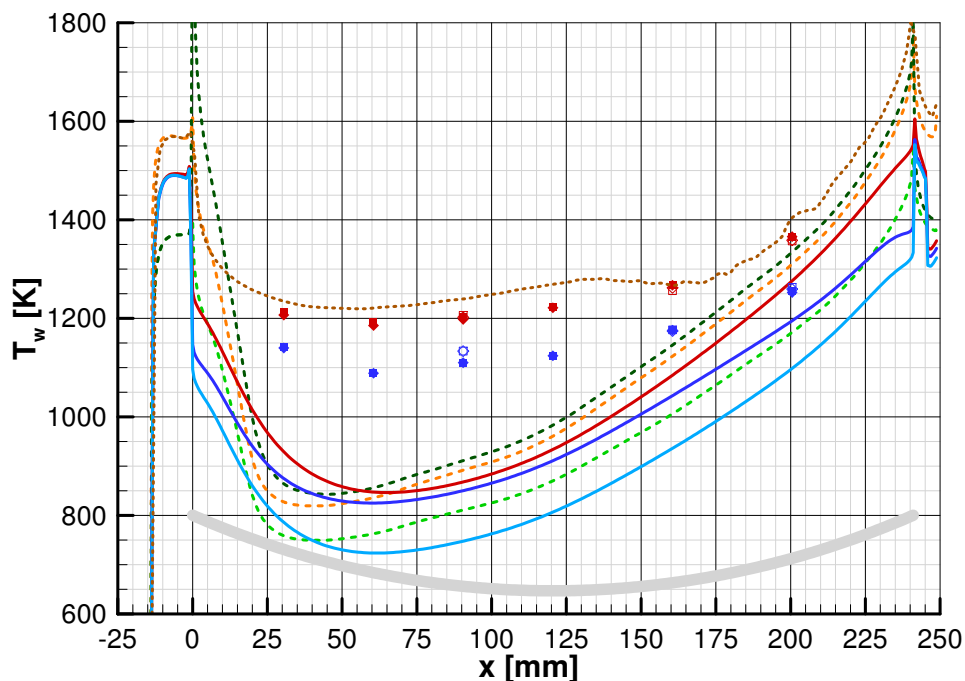
(b) 20° Anstellwinkel

**Abbildung 5.14:** Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der konvexen Platte

Strömungssimulationen (adiabat)	gekoppelte Simulationen (alles katalytisch)	Experimente	y	z	Isolierung ohne mit
alles katalytisch	mit Isolierung	Thermoelemente	0 mm	-2 mm	◆ ◆
nichts katalytisch	interne Strahlung	Pyrometer	0 mm	0 mm	◇ ◇
Platte katalytisch	Umgebungsstrahlung	3D-Simulation	katalytisch	adiabat	— —



(a) 10° Anstellwinkel



(b) 20° Anstellwinkel

**Abbildung 5.15:** Vergleich zwischen den im Experiment nach 180 s gemessenen Temperaturen und den statischen Temperaturen aus den Simulationen der konkaven Platte

ohne Isolierung, aber mit oder ohne Berücksichtigung der internen Wärmestrahlung, weichen auf der Testplatte um einen signifikanten Betrag voneinander ab, obwohl die Bodenplatte die gleiche Temperatur wie die angenommene Umgebung aufweist. Die plausibelste Erklärung dafür ist die Reflexion eines Großteils der Wärmestrahlung an der metallischen Oberfläche der Bodenplatte, die bei Annahme einer kalten Umgebung nicht auftritt. Im Bereich der Testplatte verlaufen die Temperaturkurven aus allen drei gekoppelten Simulationen nahezu parallel.

Der zweite Sensor in der isolierten, konvexen Platte bei  $10^\circ$  Anstellwinkel und der dritte Sensor bei  $20^\circ$  Anstellwinkel erreichen ihre asymptotischen Grenzwerte (Abbildung 4.13). Diese stimmen gut mit den Resultaten der Simulationen mit Isolierung überein (Abbildung 5.14). Die Messwerte der stromauf liegenden Sensoren fallen auf Grund der in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen thermischen Welle bereits wieder ab. Dieser Effekt tritt in den Simulationen nicht auf, daher sagen sie höhere Oberflächentemperaturen voraus. Der Temperaturrückgang nach der thermischen Welle bei  $x = 30$  mm in den Pyrometer- und den Thermoelementdaten ist bei  $10^\circ$  Anstellwinkel gleich, unterscheidet sich bei  $20^\circ$  Anstellwinkel aber deutlich. Die stromab liegenden Sensoren haben noch nicht ihre asymptotischen Grenzwerte erreicht, daher liegen deren Messungen ebenfalls unterhalb der Werte aus den Simulationen. Die Temperaturkurven der gekoppelten Simulationen mit Isolierung und der gekoppelten Simulation ohne Isolierung und ohne die interne Wärmestrahlung verlaufen wieder nahezu parallel. Wird die interne Wärmestrahlung aber berücksichtigt, so weist die Temperaturkurve in x-Richtung einen flacheren Rückgang auf, wie es auch im Experiment beobachtet wird. Sowohl im Experiment als auch in der Simulation liegen am Ende der Platte die Temperaturen der isolierten Platte unterhalb derer der unisolierten Platte. Allerdings erfolgt der Wechsel im Experiment etwa bei  $x = 160$  mm, in der Simulation aber erst kurz vor dem Ende der Platte, und die Differenz fällt geringer aus. Trotzdem unterstützen die Simulationen die Schlussfolgerung aus Abschnitt 4.2.3, dass die relativ hohen Temperaturen im hinteren Bereich der Platte durch eine Wärmeübertragung vom vorderen Teil der Platte mittels Strahlung verursacht werden.

Die Simulationen der konkaven Platte sagen bei  $10^\circ$  Anstellwinkel für die hintere Hälfte der Platte zu niedrige Temperaturen voraus (Abbildung 5.15a), obwohl die Sensoren im Experiment noch nicht ihre asymptotischen Grenzwerte erreicht haben. Bei  $20^\circ$  Anstellwinkel liegen alle 2D-Simulationen deutlich unter den Messwerten. Dagegen stimmen die Ergebnisse der 3D-Simulation mit adiabater Randbedingung überaus gut mit den Temperaturmessungen an der isolierten Platte überein. Allerdings ist das 3D-Netz dieser Rechnung deutlich gröber als die 2D-Netze, was sich auch am ungleichmäßigeren Verlauf der Temperaturkurve im hinteren Teil der Platte zeigt. Es erscheint plausibel, dass dreidimensionale Rechnungen auch bei den anderen Konfigurationen zu besseren Übereinstimmungen führen würden, auch wenn die Unterschiede nicht so deutlich sein werden.

## 5.2 Numerische Untersuchungen zur Thermalwelle

### 5.2.1 Vorüberlegungen

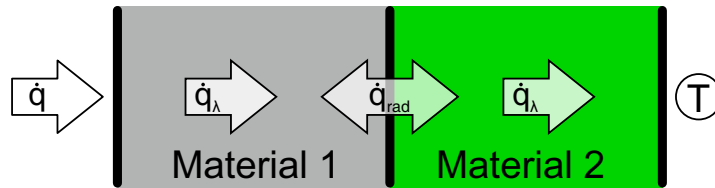
Die Ursachen für die in Abschnitt 4.2.3 beobachteten Thermalwellen beziehungsweise die Überschwinger in den Temperaturmessungen sollen hier näher untersucht werden. Wird ein

gleichmäßig kaltes, temperaturstabiles Modell einer konstanten, heißen Strömung ausgesetzt, erwartet man einen monoton steigenden Temperaturverlauf mit einem asymptotischen Grenzwert für alle Punkte im Modell. Während sich die plötzliche Zunahme der Temperaturänderung bei der Thermalwelle noch relativ leicht erklären lässt, ist der anschließende Temperaturrückgang deutlich schwieriger zu erklären.

Betrachtet man die Wärmeströme am Modell, so ist zunächst der konvektive Wärmestrom aus dem Fluid zu nennen, der mit steigender Oberflächentemperatur abnimmt. Des Weiteren strahlt das Modell an der Oberfläche Wärme an die Umgebung ab; dieser Wärmestrom nimmt mit steigender Oberflächentemperatur zu. Die Differenz dieser beiden Wärmeströme wird durch den Wärmestrom in das Modell ausgeglichen. Der Wärmestrom durch Wärmeleitung in einem massiven Modellteil ist proportional zum Temperaturgradienten im Material. Ist der Kontakt zwischen zwei Modellteilen ideal, so haben beide Teile an der Kontaktfläche stets die gleiche Temperatur. Beim denkbar schlechtesten Kontakt gibt es nur Wärmeübertragung durch Strahlung. In diesem Fall ist der Wärmestrom vom Emissionsgrad der beiden Oberflächen und deren Temperaturen abhängig. Im stationären Zustand (Fließgleichgewicht) ist der Wärmestrom in das Modell auf der Vorderseite gleich dem rückwärtig abgestrahlten Wärmestrom beziehungsweise dem durch eine aktive Kühlung abgeführten Wärmestrom. Bei ausreichender aktiver Kühlung kann eine konstante Temperatur angenommen werden. Ist dies die Umgebungstemperatur und befindet sich das Modell vor dem Versuch in einem Gleichgewichtszustand, so hat das Modell überall Umgebungstemperatur. Dies ist bei den betrachteten Versuchen der Fall.

Wird ein Modell, welches sich im Gleichgewichtszustand befindet und dessen Materialeigenschaften konstant sind, einem konvektiven Wärmestrom ausgesetzt, so muss an allen Punkten des Modells die Temperatur mit der Zeit zunehmen oder gleich bleiben, sie kann aber zu keinem Zeitpunkt irgendwo abnehmen. Die Temperaturerhöhung auf der Oberfläche nimmt stetig ab, kann aber nie negativ werden. Dagegen kann bei temperaturabhängigen Materialeigenschaften die Temperaturzunahme der Oberfläche plötzlich wieder ansteigen, wenn beispielsweise die Wärmeleitfähigkeit oder Wärmekapazität bei höheren Temperaturen abnimmt. Bei einem einteiligen Modell oder wenn verschiedene Modellteile ideal verbunden sind, ist ein Temperaturrückgang im Modell auch dann nicht möglich. Besteht an den Kontaktflächen eines mehrteiligen Modells dagegen nur ein Wärmeaustausch durch Strahlung, so sind mit temperaturabhängigen Materialparametern auch Fälle möglich, in denen die Temperatur in einem der Teile erst ansteigt und anschließend wieder abnimmt. Als Beispiel dient ein zweiteiliges Modell (Abbildung 5.16), bei dem zwischen beiden Teilen nur ein Wärmeaustausch mittels Strahlung stattfindet, die Vorderseite des ersten Teils der Strömung ausgesetzt und die Temperatur der Rückseite des zweiten Teils durch eine Kühlung konstant gehalten wird. Fällt der Emissionsgrad des ersten Teils bei steigenden Temperaturen deutlich ab, so ist es denkbar, dass sich das erste Teil kontinuierlich aufwärmt und sich das zweite Teil zunächst erwärmt und dann wieder abkühlt. Dies wäre der Fall, wenn der Rückgang des Emissionsgrads so stark ist, dass die Wärmeübertragung vom ersten Teil auf das zweite trotz höherer Temperatur des ersten Modellteils niedriger ist als bei niedrigen Temperaturen. Umgekehrt kann eine deutliche Zunahme des Emissionsgrads des zweiten Teils zu einem Rückgang der Temperatur im ersten Teil führen, wenn durch die Zunahme des Emissionsgrads die Reduktion des Wärmestroms durch die geringere Temperaturdifferenz überkompensiert wird.

Einerseits spricht die Tatsache, dass die Thermalwelle nur bei Verwendung der Isolierung be-



**Abbildung 5.16:** Wärmeströme bei einem vereinfachten, zweiteiligen Modell: konstanter Wärmestrom  $\dot{q}$  auf der Vorderseite, Wärmeleitung durch das Modell  $\dot{q}_\lambda$ , Wärmeaustausch mittels Strahlung zwischen den Modellteilen  $\dot{q}_{\text{rad}}$  und konstante Temperatur  $T$  auf der Rückseite

obachtet wurde, für eine Erklärung über temperaturabhängige Materialparameter, andererseits sprechen die Materialparameter nach Schäfer [102] dagegen. So ist der Emissionsgrad von KAPYROK (als zweitem Material) gar nicht und der C/C-SiC (als erstem Material) nur schwach von der Temperatur abhängig, womit die oben beschriebene Konstellation nicht den Temperaturrückgang in der C/C-SiC-Platte erklären kann. Zwar nimmt die Temperaturleitfähigkeit von KAPYROK mit steigender Temperatur deutlich zu, doch kann dies weder bei einem idealen Kontakt noch bei reinem Strahlungsaustausch einen Temperaturrückgang in der C/C-SiC-Platte erklären. Außerdem könnte eine solche Ursache nicht die Abhängigkeit der Thermalwelle von der Beschichtung der Platte oder vom Testgas erklären.

Die Abhängigkeit der Thermalwelle von der Beschichtung der Platte und vom Testgas legt nahe, dass die Ursache mit der katalytischen Rekombination von atomaren Sauerstoff auf der Oberfläche zusammenhängt. Dabei kann diese Rekombination ein erneutes Ansteigen der Aufheizrate erklären, denn durch ihre Temperaturabhängigkeit setzt sie erst bei hohen Oberflächentemperaturen richtig ein. Den anschließenden Temperaturrückgang kann man allein damit aber nicht erklären. Auch wenn es denkbar ist, dass die Rekombination bei höheren Temperaturen wieder nachlässt, müsste sie bei einem Rückgang der Oberflächentemperatur wieder unmittelbar zunehmen und damit eine Abkühlung verhindern. Es ist also notwendig, dass die Rekombination ab einer bestimmten Temperatur blockiert wird und diese Blockade dann auch bei tiefen Temperaturen erhalten bleibt oder dass die Menge der möglichen Rekombinationen begrenzt ist.

Eine physikalisch plausible Erklärung ergibt sich daraus, dass beim Eley-Rideal-Mechanismus einer der Reaktionspartner beim Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus beide der Reaktionspartner an der Oberfläche gebunden sein müssen [11]. Läuft die Adsorption der Reaktionspartner hauptsächlich bei Temperaturen unterhalb der Reaktionstemperatur ab und ist die Menge der maximal angelagerten Atome begrenzt, so kann ein Temperaturrückgang erklärt werden. Bei niedrigen Temperaturen übersteigt die Adsorptionsrate die Reaktionsrate, daher lagern sich mehr Reaktionspartner an der Oberfläche an; die Platte wird also quasi aufgeladen. Bei höheren Temperaturen steigt die Reaktionsrate an, was zu einem zusätzlichen Wärmestrom und damit zu einem weiteren Aufheizen der Platte führt. Sobald die Reaktionsrate die Adsorptionsrate übertrifft, nimmt die Anzahl der gebundenen Reaktionspartner auf der Oberfläche jedoch ab. Damit sinken auch die Reaktionsrate, der katalytische Wärmestrom und letztlich die Oberflächentemperatur, bis sich bei niedrigeren Temperaturen ein Gleichgewicht einstellt. Für diesen Mechanismus ist es notwendig, dass die Reaktionspartner bei steigender Temperatur an der Oberfläche gebunden bleiben und nicht oder nur in geringem Maße durch Desorption ohne

Rekombination verschwinden. Zudem muss das Potential der gebundenen Reaktionspartner ausreichen, den Temperaturanstieg zu verursachen.

## 5.2.2 Implementierung eines numerischen Löses

Die Überlegungen aus dem vorherigen Abschnitt sollen mit einfachen numerischen Simulationen überprüft werden. Besonders interessant ist die Aufheizung an der ersten Sensorposition ( $x = 30.5 \text{ mm}$  und  $y = 0 \text{ mm}$ ), da hier der Überschwinger besonders ausgeprägt ist. Es bietet sich an, das Problem als eindimensionalen Aufheizvorgang zu vereinfachen. Dies ist zulässig, sofern keine Wärmeleitung in Querrichtung stattfindet. In Spannweitenrichtung ( $y$ -Richtung) ist dies sicherlich gegeben, in  $x$ -Richtung besteht dagegen ein Temperaturgradient, der hier aber als vernachlässigbar klein angenommen wird. Für die numerischen Berechnungen wurde ein eigenes Programm entwickelt, welches auf der 1D-Wärmeströmungsgleichung basiert. In der Formel wird hier die übliche Bezeichnung der Ortsvariable mit  $x$  verwendet, obwohl dies nicht dem Koordinatensystem aus Abbildung 4.1 entspricht.

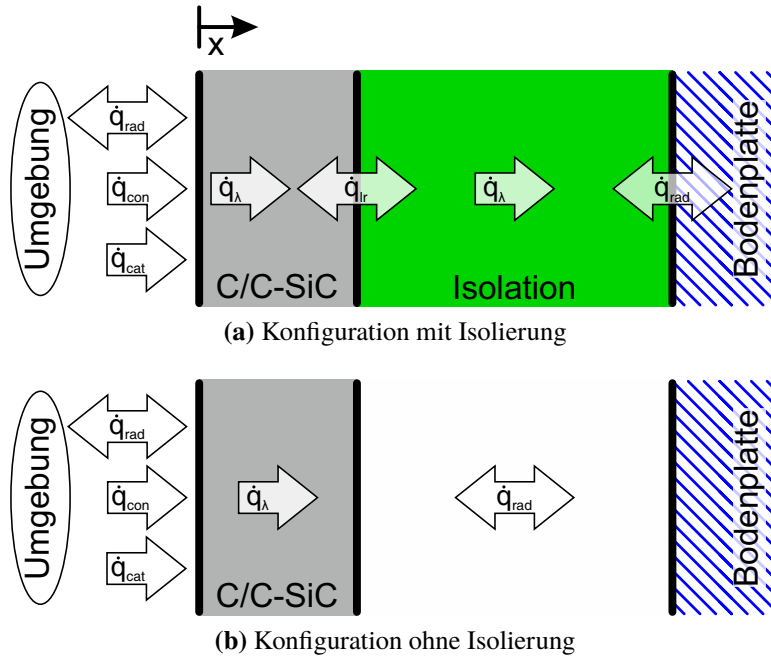
$$c_p(T) \rho(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (5.1)$$

Zur Diskretisierung werden Ort und Zeit in gleichmäßige Abschnitte mit der Schrittweite  $\Delta x$  beziehungsweise  $\Delta t$  unterteilt, dabei wird für den Ort der Index  $i$  und für die Zeit der Index  $n$  verwendet. Somit bezeichnet  $T_i^n$  die Temperatur an der Position  $i \cdot \Delta x$  zum Zeitpunkt  $n \cdot \Delta t$ . Die zu diesem Zeitpunkt dort herrschenden Materialparameter werden analog als Wärmekapazität  $c_{pi}^n$ , Dichte  $\rho_i^n$  und Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_i^n$  bezeichnet. Sind die Materialparameter nur schwach von der Temperatur abhängig, so kann die Differentialgleichung nach Lakoba [72] wie folgt diskretisiert werden.

$$\begin{aligned} & (1 - \vartheta) \frac{\lambda_{i+1}^n}{(\Delta x)^2} T_{i+1}^n + \left( \frac{c_{pi}^n \rho_i^n}{\Delta t} - 2(1 - \vartheta) \frac{\lambda_i^n}{(\Delta x)^2} \right) T_i^n + (1 - \vartheta) \frac{\lambda_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} T_{i-1}^n \\ & = -\vartheta \frac{\lambda_{i+1}^{n+1}}{(\Delta x)^2} T_{i+1}^{n+1} + \left( \frac{c_{pi}^{n+1} \rho_i^{n+1}}{\Delta t} + 2\vartheta \frac{\lambda_i^{n+1}}{(\Delta x)^2} \right) T_i^{n+1} - \vartheta \frac{\lambda_{i-1}^{n+1}}{(\Delta x)^2} T_{i-1}^{n+1} \quad \text{mit } \vartheta \in [0; 1] \end{aligned} \quad (5.2)$$

Für  $\vartheta = 0$  ergibt sich damit das explizite Schema, für  $\vartheta = 1$  das implizite Schema und für  $\vartheta = 0.5$  das Crank-Nicolson-Verfahren. Sofern nichts anderes angegeben ist, wird im Folgenden letzteres verwendet, da dieses Verfahren in Raum und Zeit zweiter Ordnung genau ist. Die Materialparameter werden anhand der Temperatur in einer Datenbank interpoliert, hier werden erneut die Daten aus Schäfer [102] verwendet. Die Lösung der Gleichung erfolgt mit dem Thomas-Algorithmus. Dabei stören allerdings die Materialparameter mit dem Zeitindex  $n + 1$ , da sie bereits in der Vorwärtsschleife benötigt werden; die zugehörigen Temperaturen werden aber erst in der Rückwärtsschleife bestimmt. Im ersten Durchlauf werden sie daher anhand der Temperaturen des vorherigen Zeitschritts  $n$  bestimmt. In diesem Punkt handelt es sich also um ein explizites Schema. Werden weitere Durchläufe durchgeführt, so werden die Materialparameter mit dem Index  $n + 1$  anhand der entsprechenden Temperaturen des vorherigen

Durchlaufs bestimmt. Mehrere Durchläufe erhöhen somit die Genauigkeit des Ergebnisses; es besteht aber die Gefahr, dass das ansonsten stabile Verfahren instabil wird.



**Abbildung 5.17:** Wärmeströme bei der 1D-Modellierung: radiativer Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{rad}}$ , konvektiver Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{con}}$ , katalytischer Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{cat}}$ , Wärmeleitung durch das Modell  $\dot{q}_{\lambda}$  und Wärmeaustausch zwischen Modellteilen  $\dot{q}_{\text{lr}}$  (nicht maßstabsgerecht)

Das Programm erlaubt es, eine Abfolge mehrerer, unterschiedlicher Materialien zu verwenden. In Abbildung 5.17 sind die beiden hier betrachteten Konfigurationen mit den zugehörigen Wärmeströmen skizziert. Der Kontakt zwischen zwei Materialien wird entweder als ideale Verbindung mit gleichen Temperaturen für beide Materialien oder als reiner Strahlungsaustausch modelliert. Im zweiten Fall ergibt sich der übertragene Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{lr}}^n$  aus den Oberflächentemperaturen der beiden Materialien  $T_l^n$  und  $T_r^n$ , den zugehörigen Emissionsgraden  $\epsilon_l^n$  und  $\epsilon_r^n$  sowie der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma_{SB}$ .

$$\dot{q}_{\text{lr}}^n = \left[ (T_l^n)^4 - (T_r^n)^4 \right] \frac{\sigma_{SB}}{\frac{1}{\epsilon_l^n} + \frac{1}{\epsilon_r^n} - 1} \quad (5.3)$$

Es handelt es sich bei dieser Form des Kontakts für beide Seiten um eine Wärmestromrandbedingung, wie sie im Folgenden beschrieben wird (Gleichung (5.4)). Im Gegensatz zum idealen Kontakt, ist diese Verbindung daher nur von erster Ordnung genau. Des Weiteren besteht erneut das Problem, dass die Temperaturen zum Zeitpunkt  $n+1$  erst in der Rückwärtsschleife bestimmt werden, der Wärmestrom zum Zeitpunkt  $n+1$  aber bereits in der Vorwärtsschleife benötigt wird. Damit ist das Verfahren im ersten Durchlauf an dieser Stelle nur explizit. Der Kontakt zwischen der C/C-SiC-Platte und der Isolierung wird hier als Strahlungsaustausch modelliert.

Die Temperaturverteilung zu Beginn der Simulation wird entweder als Funktion der Ortes angegeben oder sie ergibt sich aus einer der Randbedingungen. Als Randbedingung für den

ersten und letzten Raumpunkt besteht die Wahl zwischen einer Temperatur- und einer Wärmestromrandbedingung. Für einen Temperaturverlauf als Randbedingung kann entweder eine Funktion der Zeit oder eine Datei mit zeitaufgelösten Temperaturdaten verwendet werden. Während eine Temperaturrandbedingung immer von zweiter Ordnung genau ist, gilt dies für die Wärmestromrandbedingung nur, wenn der Wärmestrom null ist. Die Wärmestromrandbedingung wurde gemäß Recktenwald [98] implementiert. Die Definition basiert auf einer virtuellen Zelle und ergibt für die Gleichung um den ersten Punkt 0 die folgende Beziehung mit dem Wärmestrom  $\dot{q}_0^n$ .

$$\lambda_{-1}^n T_{-1}^n = \lambda_1^n T_1^n - 2\dot{q}_0^n \Delta x \quad (5.4)$$

Der Wärmestrom für die Vorder- beziehungsweise Rückseite setzt sich aus bis zu drei Komponenten zusammen. Als erste Komponente kann Wärmestrahlung gewählt werden. Dazu muss das Material der Zielfläche und die Temperatur der Zielfläche in Abhängigkeit von der Zeit angegeben werden. Der Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{rad}}$  wird dann mit der Temperatur und dem Emissionsgrad der Vorderseite und der Zielfläche nach Gleichung (5.3) bestimmt. Sowohl für den Fall ohne Isolierung als auch für den Fall mit Isolierung wird hier für die Rückseite eine Zielfläche aus Stahl bei konstant 293.15 K gewählt, die die gekühlte Bodenplatte simuliert. Damit wird auch der Kontakt zwischen der Isolierung und der Bodenplatte als Strahlungsaustausch modelliert. Für die Vorderseite bildet die Messkammer die Zielfläche. Dafür wird ein neues Material erstellt, das einen Emissionsgrad von 1 aufweist, da die Strahlung nicht reflektiert, sondern diffus gestreut wird. Hier wird ebenfalls eine konstante Temperatur von 293.15 K vorgegeben.

Als zweite Komponente kann ein konvektiver Wärmestrom als Funktion der Zeit und der Oberflächentemperatur angegeben werden. Aus der Definition der Stantonzahl mit den Strömungsbedingungen am Grenzschichttrand, der spezifische Wärmekapazität  $c_p$  und der adiabaten Wandtemperatur  $T_{\text{con}}$  ergibt sich eine Funktion für den konvektiven Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{con}}$ .

$$St = \frac{\dot{q}_{\text{con}}}{\rho_e v_e c_p (T_{\text{con}} - T_w)} \quad \Leftrightarrow \quad \dot{q}_{\text{con}} = St \rho_e v_e c_p (T_{\text{con}} - T_w) \quad (5.5)$$

Der konvektive Wärmestrom auf der Vorderseite kann demnach als lineare Funktion der Oberflächentemperatur mit zwei Parametern  $f_{\text{con}}$  und  $T_{\text{con}}$  modelliert werden. Damit auch die Zeit vor dem Versuch und der Abkühlvorgang nach dem Versuch in der Simulation abgebildet werden, werden noch zwei Schalter mittels Heaviside-Funktionen eingebaut, die den Wärmestrom zum Zeitpunkt  $t_{\text{on}} \approx 0$  s ein- und zum Zeitpunkt  $t_{\text{off}} \approx 180$  s ausschalten.

$$\dot{q}_{\text{con}} = f_{\text{con}} (T_{\text{con}} - T_w) \cdot \Theta(t - t_{\text{on}}) \cdot \Theta(t_{\text{off}} - t) \quad (5.6)$$

Für die Rückseite wird kein konvektiver Wärmestrom verwendet.

Die dritte mögliche Komponente einer Wärmestromrandbedingung bildet ein Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{cat}}$  aus der Oberflächenkatalyse. Dieser kann als Funktion der Zeit, der Oberflächentemperatur, der Reaktionsrate  $\dot{\varphi}_{\text{re}}$  und der Adsorptionsrate  $\dot{\varphi}_{\text{ad}}$  angegeben werden. Die Reaktions- und Adsorptionsrate bestimmen in einer zusätzlichen Differentialgleichung den Belegungsgrad der



Oberfläche mit Reaktionspartnern  $\varphi \in [0; 1]$ .

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \dot{\varphi}_{\text{ad}} - \dot{\varphi}_{\text{re}} \quad (5.7)$$

Sie wird analog zur Wärmeströmungsgleichung diskretisiert, separat für Vorder- und Rückseite berechnet und dabei auf das Intervall  $[0; 1]$  begrenzt.

$$\frac{\varphi^{n+1} - \varphi^n}{\Delta t} = \vartheta (\dot{\varphi}_{\text{ad}}^{n+1} - \dot{\varphi}_{\text{re}}^{n+1}) + (1 - \vartheta) (\dot{\varphi}_{\text{ad}}^n - \dot{\varphi}_{\text{re}}^n) \quad \text{mit } \vartheta \in [0; 1] \quad (5.8)$$

Die Reaktions- und Adsorptionsrate können jeweils als Funktion der Zeit, der Oberflächentemperatur und des Belegungsgrades angegeben werden. Für den Fall, dass  $\dot{\varphi}_{\text{re}}$  proportional zu  $\varphi$  und  $\dot{\varphi}_{\text{ad}}$  proportional zu  $1 - \varphi$  ist, wird im Programm die nach  $\varphi^{n+1}$  aufgelöste Version der Gleichung verwendet. Dies ist bei den Untersuchungen hier der Fall, da Funktionen in der Form nach Thoemel u. a. [110] verwendet werden. Damit weist die Adsorptionsrate einen Parameter  $f_{\text{ad}}$  und sinkt sowohl mit steigender Wandtemperatur als auch mit steigendem Belegungsgrad. Die Reaktionsrate weist die beiden Parameter  $f_{\text{re}}$  und  $k_{\text{re}}$  auf. Sie steigt mit der Wandtemperatur und dem Belegungsgrad.

$$\dot{\varphi}_{\text{ad}} = (1 - \varphi) \frac{f_{\text{ad}}}{\sqrt{T_w}} \quad (5.9)$$

$$\dot{\varphi}_{\text{re}} = \varphi f_{\text{re}} e^{-\frac{k_{\text{re}}}{T_w}} \quad (5.10)$$

Als Anfangswert für den Belegungsgrad wird das beziehungsweise ein Gleichgewicht von Adsorptions- und Reaktionsrate bei der Anfangstemperatur verwendet. Im allgemeinen Fall wird dieses Gleichgewicht durch Bisektion bestimmt; im zuvor beschriebenen proportionalen Fall kann es direkt berechnet werden. Für die hier verwendeten Adsorptions- und Reaktionsraten ergibt sich:

$$\varphi^0 = \frac{f_{\text{ad}}}{f_{\text{re}} \sqrt{T_w^0} e^{-\frac{k_{\text{re}}}{T_w^0}} + f_{\text{ad}}} \quad (5.11)$$

Es wird angenommen, dass die Energie aus der Adsorption gegenüber der Energie aus der Rekombination vernachlässigbar ist. Im einfachsten Fall ist der katalytische Wärmestrom der Vorderseite proportional zur Reaktionsrate; mit der Proportionalitätskonstanten  $f_{\text{cat}}$  und den zwei Schaltern für Versuchsanfang und -ende ergibt sich:

$$\dot{q}_{\text{cat}} = f_{\text{cat}} \dot{\varphi}_{\text{re}} \cdot \Theta(t - t_{\text{on}}) \cdot \Theta(t_{\text{off}} - t) \quad (5.12)$$

Auf der Rückseite existiert kein katalytischer Wärmestrom. Der Wärmestrom an der Rückseite besteht daher nur aus der Wärmestrahlung. Der Wärmestrom an der Vorderseite setzt sich dagegen aus allen drei Komponenten zusammen.

$$\dot{q} = \dot{q}_{\text{rad}} + \dot{q}_{\text{con}} + \dot{q}_{\text{cat}} \quad (5.13)$$

Die neun unbekannten Parameter werden hier nicht aus den physikalischen Randbedingungen abgeleitet, sondern werden an die experimentellen Ergebnisse angepasst werden. Zu diesem Zweck wird ein Optimierer verwendet, der verschiedene Algorithmen aus der NLOpt-Bibliothek (Johnson [65]) sowie einen einfachen evolutionären Algorithmus nutzen kann. Es ist möglich, mehrere Instanzen dieses Optimierers parallel auszuführen, die ihre Ergebnisse über eine zentrale Ausgabedatei austauschen. Als Zielfunktion  $\zeta$  für die Optimierung wird ein gegebener Temperaturverlauf  $T_{\text{exp}}^n$  mit dem simulierten Temperaturverlauf  $T_i^n$  an der Position  $i$  verglichen.

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_n \min \left[ \left( \frac{T_{\text{exp}}^n - T_i^n}{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}} \right)^2 ; \left( \frac{T_{\text{exp}}^n - T_i^n}{t_{\text{max}} - t_{\text{min}}} : \frac{\partial T_{\text{exp}}^n}{\partial t} \right)^2 \right]} \quad (5.14)$$

Sollen ein oder mehrere Parameter anhand mehrerer ( $m$ ) Datensätze bestimmt werden, so wird die Gesamtzielfunktion aus den Einzelzielfunktionen ermittelt.

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{m} \cdot \sum_m (\zeta_m)^2} \quad (5.15)$$

Bewährt hat sich eine kombinierte Suche mit dem „Controlled Random Search“ Algorithmus (CRS) mit lokaler Mutation von Kaelo und Ali [66], dem „Constrained Optimization by Linear Approximations“ Algorithmus (COBYLA) von Powell [95] und einem evolutionären Algorithmus mit einer (50+1)-Population und einer Wettkampfselektion aus vier Individuen [86].

### 5.2.3 Test der Implementierung

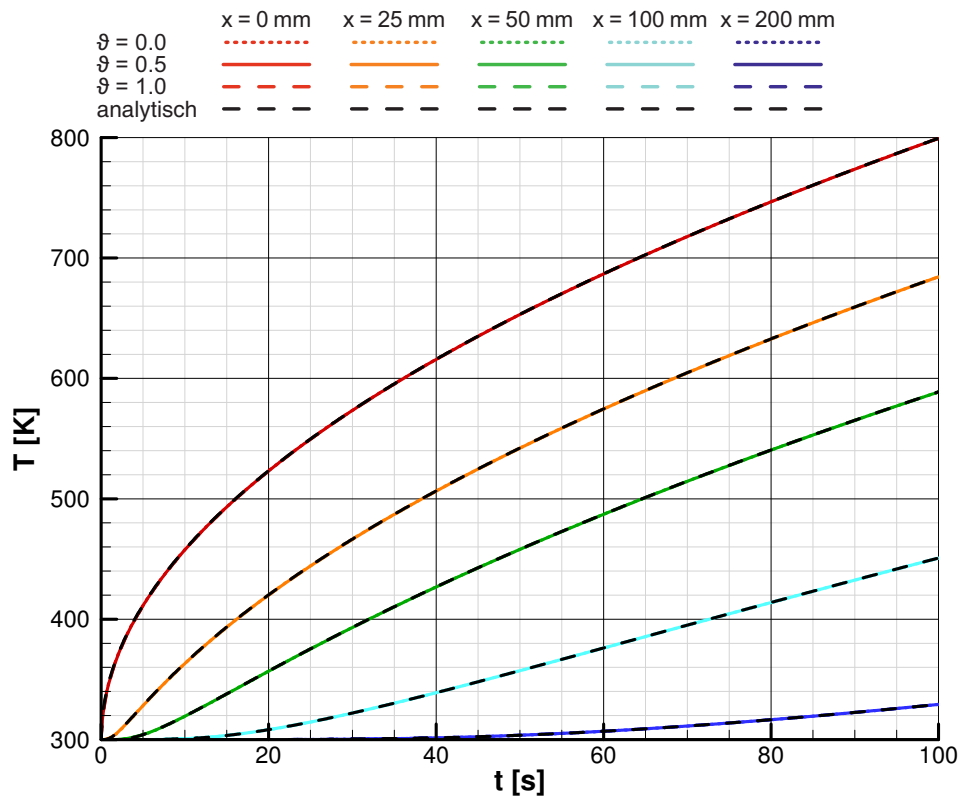
Die Implementierung des numerischen Verfahrens wird anhand von Testfällen mit bekannter analytischer Lösung getestet.

Der erste Testfall ist der von Zhuang u. a. [127] verwendete Fall eines halbumendlichen Körpers, durch dessen Oberfläche der konstante Wärmestrom  $\dot{q}_0$  fließt. Besitzt der Körper zu Beginn der Betrachtung überall die Temperatur  $T^0$ , so gilt für die Temperaturverteilung:

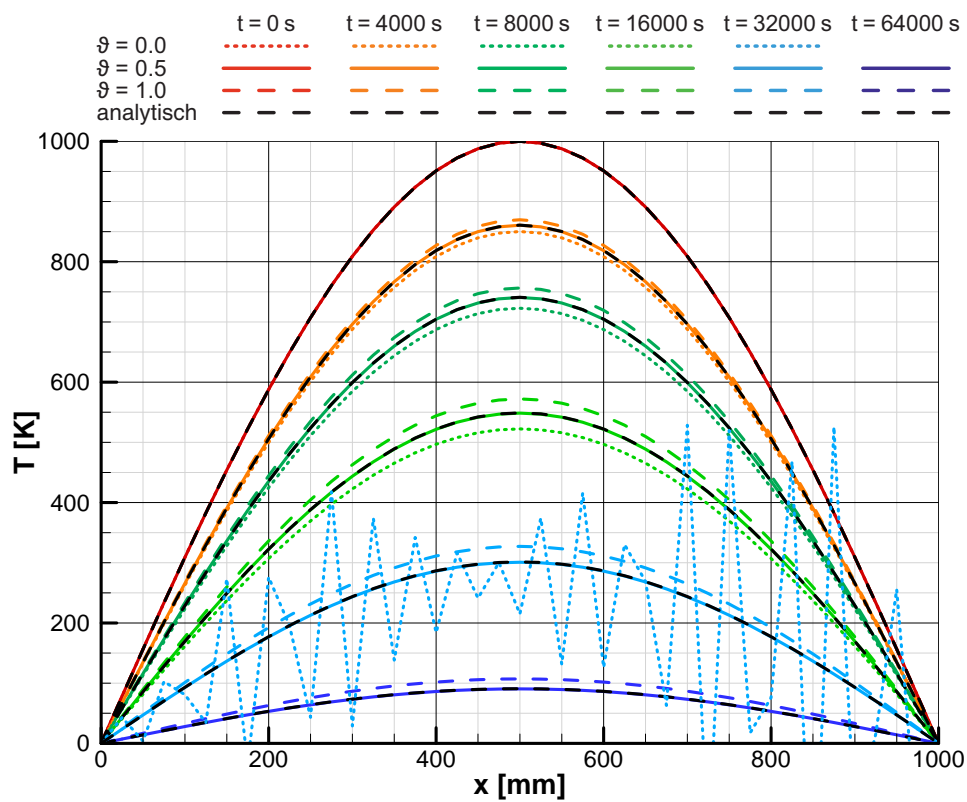
$$T(x, t) = T^0 + \frac{\dot{q}_0}{\lambda} \left[ \sqrt{\frac{4\lambda t}{\pi \rho c_p}} \cdot e^{-\frac{\rho c_p x^2}{4\lambda t}} - x \cdot \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\rho c_p x^2}{4\lambda t}} \right] \quad (5.16)$$

Berechnet man für einen Aluminiumkörper ( $\rho = 2700 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $c_p = 945 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ ,  $\lambda = 200 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$ ) ausreichender Länge (1 m) bei  $T^0 = 300 \text{ K}$  Anfangstemperatur die Aufheizung durch einen Wärmestrom von  $\dot{q}_0 = 1 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ , so ergeben sich die in Abbildung 5.18a gezeigten Temperaturverläufe. Bei der gewählten räumlichen Auflösung von 5 mm und der zeitlichen Auflösung von 0.1 s stimmen die simulierten Temperaturverläufe für alle Schemata mit den analytischen Kurven überein.

Der zweite Testfall nach Recktenwald [97] beschreibt einen zweiseitig begrenzten Körper der Länge  $l$ , der am Anfang die folgende Temperaturverteilung mit dem Maximalwert  $T_A$



(a) Aufheizung eines halbinendlichen Körpers,  $\Delta x = 5$  mm,  $\Delta t = 0.1$  s



(b) symmetrische Abkühlung eines Körpers,  $\Delta x = 25$  mm,  $\Delta t = 4000$  s

**Abbildung 5.18:** Lösungen der Testfälle zur Überprüfung der Implementierung

aufweist.

$$T^0(x) = T_A \cdot \sin\left(\frac{x\pi}{l}\right) \quad (5.17)$$

Wenn beide Enden konstant auf 0 K gehalten werden, so ergibt sich die folgende Temperaturverteilung.

$$T(x, t) = T_A \cdot \sin\left(\frac{x\pi}{l}\right) \cdot e^{-\frac{\pi^2 \lambda t}{l^2 \rho c_p}} \quad (5.18)$$

Hier soll ein Stahlkörper (mit  $\rho = 7900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $c_p = 500 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ ,  $\lambda = 15 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$ ) von  $l = 1 \text{ m}$  Länge mit der Anfangstemperatur  $T_A = 1000 \text{ K}$  betrachtet werden. Abbildung 5.18b zeigt für verschiedene Zeitpunkte die mit einem expliziten Schema, einem impliziten Schema, dem Crank-Nicolson-Verfahren sowie der analytischen Lösung berechneten Temperaturverteilungen. Bei der gewählten Ort- und Zeitschrittweite ist das explizite Schema instabil, dies ist gut an der Temperaturverteilung für  $t = 32\,000 \text{ s}$  zu erkennen. Das implizite Schema ist zwar stabil, doch man erkennt, dass es größere Abweichungen von der analytischen Lösung aufweist als die Ergebnisse des Crank-Nicolson-Verfahrens. Der Qualitätsunterschied zwischen dem impliziten Schema und dem Crank-Nicolson-Verfahrens zeigt sich auch bei kleineren Schrittweiten, zu sehen an der Fehlerentwicklung in Abbildung 5.19a.

Der Testfall lässt sich auch mit Wärmestromrandbedingungen formulieren. Da der Fall spiegelsymmetrisch zur Mitte des Körpers ist, muss dort der Wärmestrom verschwinden. Leitet man die analytische Lösung ab, so ergibt sich die zweite Randbedingung.

$$\dot{q}(t)|_{x=0.5l} = 0 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (5.19)$$

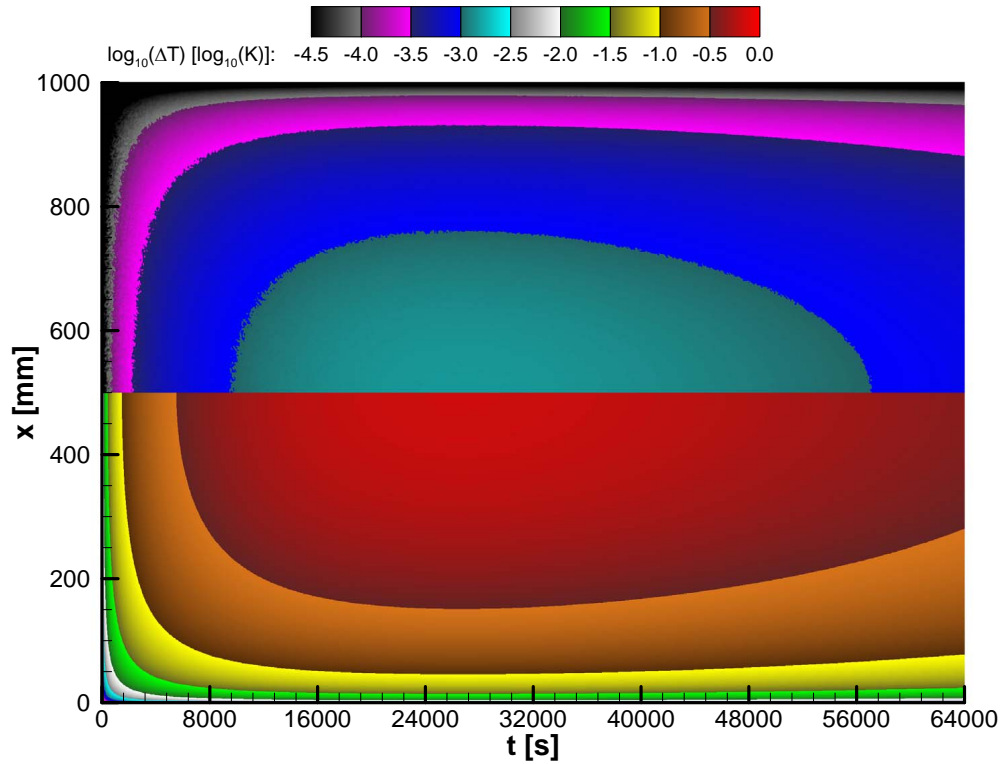
$$\dot{q}(t)|_{x=0\text{ m}} = \lambda \frac{\pi}{l} T_A \cdot e^{-\frac{\pi^2 \lambda t}{l^2 \rho c_p}} \quad (5.20)$$

Die Abweichungen des Crank-Nicolson-Verfahrens von der analytischen Lösung sind für beide Formulierungen in Abbildung 5.19b gezeigt. Dabei zeigt sich, dass sich mit der Temperaturrandbedingung insgesamt die kleineren Fehler ergeben, obwohl der simulierte Körper doppelt so groß ist. Mit der Wärmestromrandbedingung ergeben sich bei  $x = 0.5 \text{ m}$  ebenfalls sehr kleine Fehler. Am anderen Rand sind die Fehler zu Beginn dagegen vergleichsweise groß, sie werden dann kleiner. Es zeigt sich hier die Auswirkung davon, dass die Temperaturrandbedingung und eine Wärmestromrandbedingung mit  $\dot{q} = 0 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  von zweiter Ordnung genau und eine Wärmestromrandbedingung mit  $\dot{q} \neq 0 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  nur von erster Ordnung genau ist.

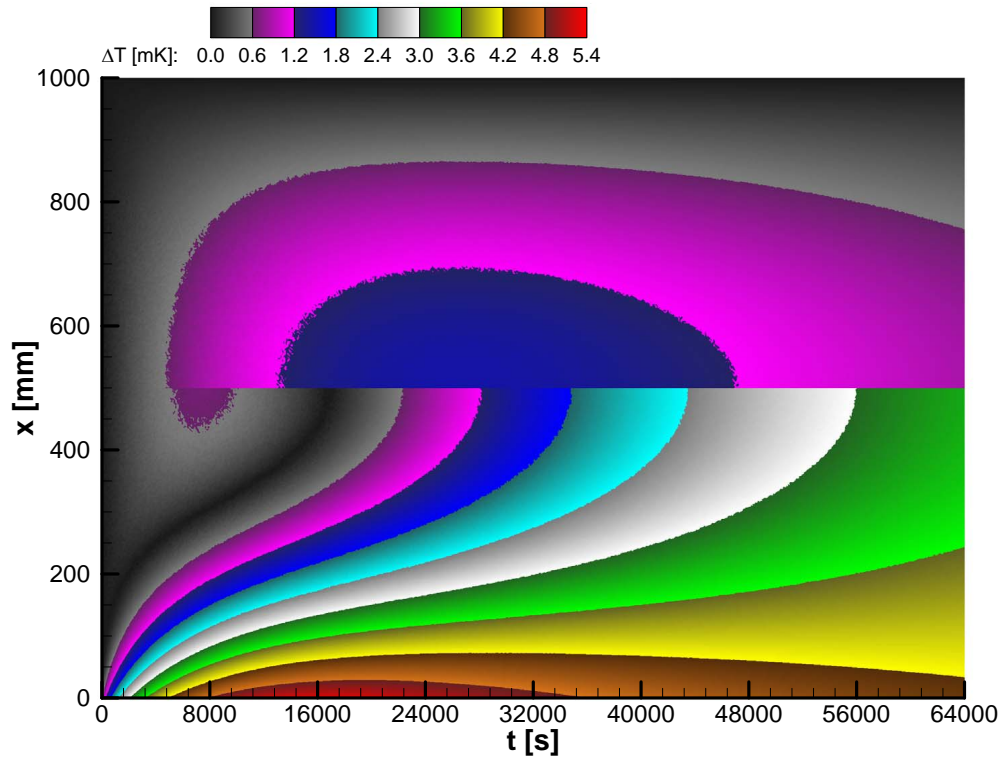
Die Ergebnisse beider Testfälle zeigen, dass der grundlegende Algorithmus richtig implementiert wurde.

## 5.2.4 Simulation der Thermalwelle

Mit den Randbedingungen, die in Abschnitt 5.2.2 beschrieben werden, ist es möglich, die Überschwinger der Temperaturverläufe in 2 mm Tiefe für die konvexe und die beschichtete



(a) Temperaturrandbedingung, obere Hälfte:  $\vartheta = 0.5$ , untere Hälfte:  $\vartheta = 1.0$



(b)  $\vartheta = 0.5$ , obere Hälfte: Temperaturrandbedingung, untere Hälfte: Wärmestromrandbedingung

**Abbildung 5.19:** Fehlerentwicklung für die symmetrische Abkühlung eines Körpers (Abweichung der numerischen Lösung von der analytischen Lösung),  $\Delta x = 2.5$  mm,  $\Delta t = 100$  s

Platte mit Isolierung bei 20° Anstellwinkel zu reproduzieren. Diese sind in Abbildung 5.20a unter der Bezeichnung „mit Belegung“ eingetragen. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit ist für die experimentellen Daten dort nur jeder 50. Messwert eingetragen.

Wird bei der Reaktionsrate (Gleichung (5.10)) die Abhängigkeit vom Belegungsgrad entfernt, so ergibt sich für den katalytischen Wärmestrom aus Gleichung (5.12) eine Funktion mit zwei Parametern. Werden diese Parameter optimal angepasst, so ergibt sich der Temperaturverlauf mit der Bezeichnung „ohne Belegung“.

$$\dot{q}_{\text{cat}} = f_{\text{cat}} \cdot e^{-\frac{k_{\text{re}}}{T_w}} \cdot \Theta(t - t_{\text{on}}) \cdot \Theta(t_{\text{off}} - t) \quad (5.21)$$

Nimmt man an, dass die Speicherkapazität der Plattenoberfläche klein ist im Vergleich zur Reaktions- und Adsorptionsrate, so kann stets der Gleichgewichtszustand zugrunde gelegt werden. Damit wird der katalytische Wärmestrom abhängig von drei Parametern. Der zugehörige Temperaturverlauf wird in Abbildung 5.20a als „Gleichgewicht“ bezeichnet.

$$\dot{q}_{\text{cat}} = \frac{f_{\text{ad}} f_{\text{re}}}{f_{\text{re}} \sqrt{T_w} + f_{\text{ad}} \cdot e^{\frac{k_{\text{re}}}{T_w}}} \cdot \Theta(t - t_{\text{on}}) \cdot \Theta(t_{\text{off}} - t) \quad (5.22)$$

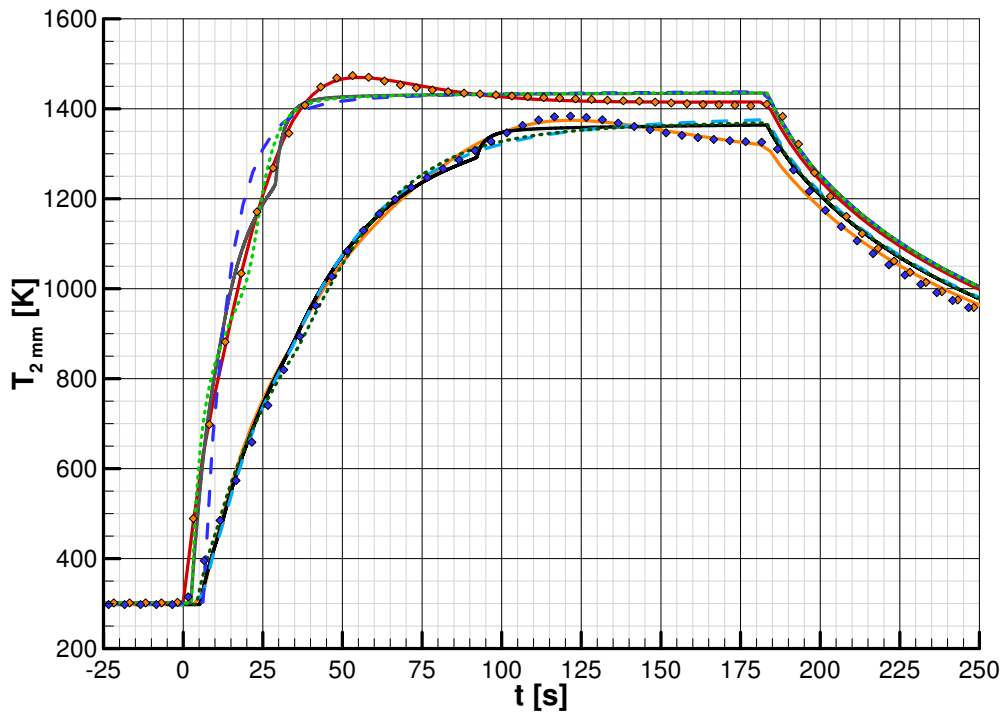
Zuletzt soll eine Normalverteilung als Funktion für den katalytischen Wärmestrom untersucht werden, da sich mit dieser eine Reaktion in einem begrenzten Temperaturbereich darstellen lässt. Dabei steuert der Parameter  $T_{\text{cat}}$  die Lage und der Parameter  $\sigma_{\text{cat}}$  die Breite des Bereichs. Der Temperaturverlauf mit angepassten Parametern ist unter der Bezeichnung „Normalverteilung“ aufgeführt.

$$\dot{q}_{\text{cat}} = f_{\text{cat}} \cdot e^{\frac{(T_{\text{cat}} - T)^2}{\sigma_{\text{cat}}}} \cdot \Theta(t - t_{\text{on}}) \cdot \Theta(t_{\text{off}} - t) \quad (5.23)$$

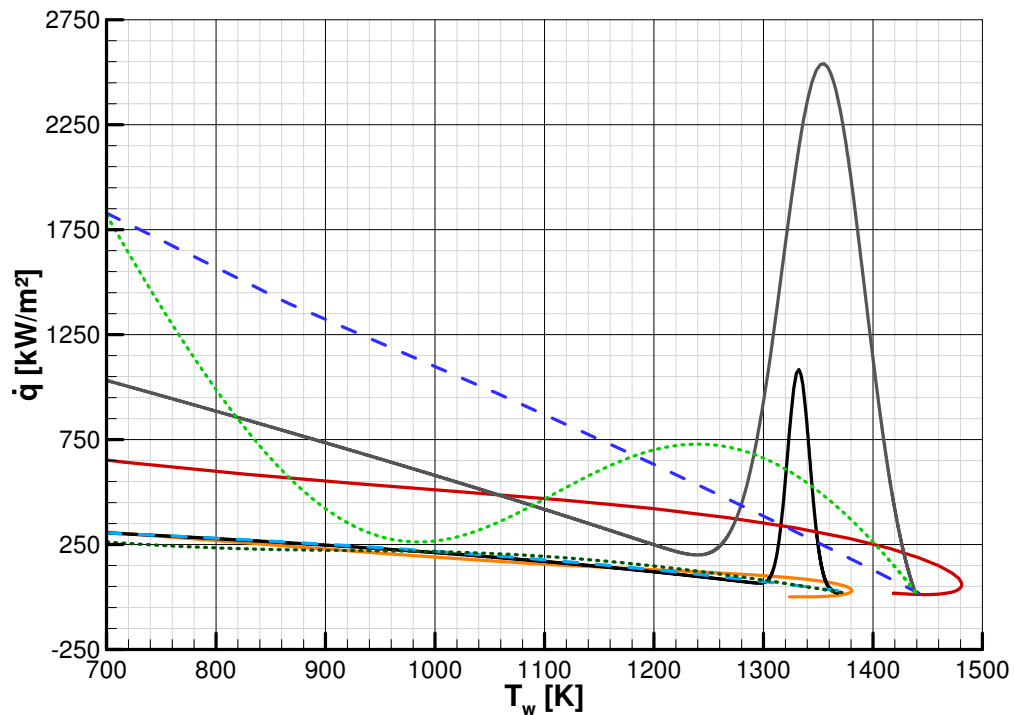
Mit keinem der Wärmeströme nach den Gleichungen (5.21) bis (5.23) wird ein Überschwingen im Temperaturverlauf beobachtet. Dies bestätigt die Überlegungen aus Abschnitt 5.2.1. Vergleicht man die Wärmeströme in das Material während des Aufheizvorgangs, aufgetragen über der Oberflächentemperatur, wie in Abbildung 5.20b, so wird der wesentliche Unterschied deutlich. Lediglich die Verläufe mit modellierter Belegung weisen eine Hysterese im Wärmestrom auf. Da der Wärmestrom nach Überschreiten des Temperaturmaximums weiter absinkt, wird ein Überschwingen beobachtet.

Mit der beschriebenen Optimierung kann für jedes Experiment schnell ein Parametersatz gefunden werden, der den entsprechenden Temperaturverlauf in 2 mm Tiefe für den Zeitraum von  $t = -5 \text{ s}$  bis  $t = 175 \text{ s}$  sehr gut reproduziert. Dies gilt für alle Platten, mit und ohne Isolierung, mit und ohne Thermalwelle. Die simulierten Kurven und die experimentellen Daten sind in Abbildung 5.21a gezeigt. Wie zuvor ist in den Diagrammen in den Abbildungen 5.21 und 5.22 immer nur jeder 50. Messwert eingetragen. Diese Beobachtungen unterstützen den grundlegenden Ansatz der Modellierung und die Randbedingungen aus Abschnitt 5.2.2. Allerdings findet man keinen Parametersatz, der bei einer Bedingung mit Isolierung eine Thermalwelle aufweist und ohne Isolierung keine Thermalwelle aufweist (Abbildung 5.21b), wie es in den Versuchen mit konvexer Platte oder beschichteter Platte bei 20° Anstellwinkel zu beobachten ist. Für den Vergleich der drei Versuche mit Isolierung beziehungsweise der drei Versuche ohne Isolierung

konvex  $\alpha = 20^\circ$  mit Isolierung  
 beschichtet  $\alpha = 20^\circ$  mit Isolierung



(a) Temperaturverlauf in 2 mm Tiefe über der Zeit



(b) Verlauf des Wärmestroms in die Oberfläche, aufgetragen über der Oberflächentemperatur ( $t \leq 180$  s)

**Abbildung 5.20:** Vergleich verschiedener Funktionen für die Katalyse zur Simulation der Thermalwelle

ist zu beachten, dass der konvektive Wärmestrom auf der ebenen und der beschichteten Platte gleich, aber auf der konvexen Platte anders sein sollte. Ebenso sollten die Parameter für die Adsorption, die Reaktion und den katalytischen Wärmestrom auf den beiden unbeschichteten Platten gleich, auf der beschichteten Platte jedoch abweichend sein. Passt man die Parameter entsprechend an alle isolierten beziehungsweise alle nicht isolierten Konfigurationen an, so erhält man die in Abbildung 5.22a gezeigten Kurven. Sie stimmen mit den experimentellen Daten gut überein, lediglich der Fall der isolierten konvexen Platte weicht deutlich ab und weist keinen Überschwinger auf. Abbildung 5.22b zeigt die Ergebnisse für eine Anpassung eines Parametersatzes an alle sechs Konfigurationen gleichzeitig, diese stimmen nur schlecht mit den experimentellen Messungen überein.

Auch bei der besten Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation gibt es deutliche Abweichungen in der Abkühlphase für  $t \geq 180$  s. Einerseits wurde dieser Bereich in der Zielfunktion für die Optimierungen nicht berücksichtigt, andererseits lässt sich durch die anzupassenden Parameter dort keine Verbesserung erzielen. Die Parameter beeinflussen nur den konvektiven und den katalytischen Wärmestrom, die zu diesem Zeitpunkt bereits komplett ausgeschaltet sind. Trotzdem kühlt das Modell im Experiment schneller ab als in der Simulation. Die Ursache liegt vermutlich in der Wärmeleitung in Querrichtung, die in der 1D-Simulation nicht berücksichtigt wird. Da der betrachtete Punkt der heißeste Punkt der Platte ist und die Wärmeleitfähigkeit von C/C-SiC in Querrichtung doppelt so groß ist wie die Wärmeleitfähigkeit in die Tiefe, ist es plausibel, dass dort nennenswerte Wärmeströme auftreten. Dieser Effekt verfälscht demnach auch die Aufheizphase.

Die ermittelten Parameterwerte der unterschiedlichen Optimierungen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Es zeigen sich insbesondere bei den Parametern der Adsorptions- und Reaktionsraten deutliche Unterschiede. Da der Belegungsgrad  $\varphi$  auf den Wertebereich  $[0; 1]$  begrenzt ist, gibt der Parameter  $f_{\text{cat}}$  die potentielle Energie der maximal an der Oberfläche gebundenen Reaktionspartner an. Der Wert liegt zwischen  $2 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^2}$  und  $16 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^2}$ . Da nach Riedel und Meyer [100] die Bindungsenergie von Sauerstoff lediglich  $498 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$  beträgt, müssten demnach  $4 \frac{\text{mol}}{\text{m}^2}$  bis  $16 \frac{\text{mol}}{\text{m}^2}$  gebunden sein. Dieser Wert ist unrealistisch hoch, darf jedoch nicht überbewertet werden, da sich jeder Fehler in der Modellierung (wie die Querwärmeleitung) auf die Anpassung aller Parameter auswirken kann. Eine andere Erklärung wären sekundäre Auswirkungen der Adsorption, wie zum Beispiel eine Veränderung beim Wärmeeintrag an der Oberfläche.

Anscheinend ist es nicht möglich, bei der vorgestellten Modellierung mit einem Parametersatz für eine isolierte Platte einen Überschwinger zu erzielen und mit dem gleichen Parametersatz ohne Isolierung keinen Überschwinger zu erhalten. Dies weist darauf hin, dass die gewählte Modellierung in wichtigen Aspekten nicht vollständig der Wirklichkeit entspricht. Möglich wären einer oder mehrere der folgenden Fehler:

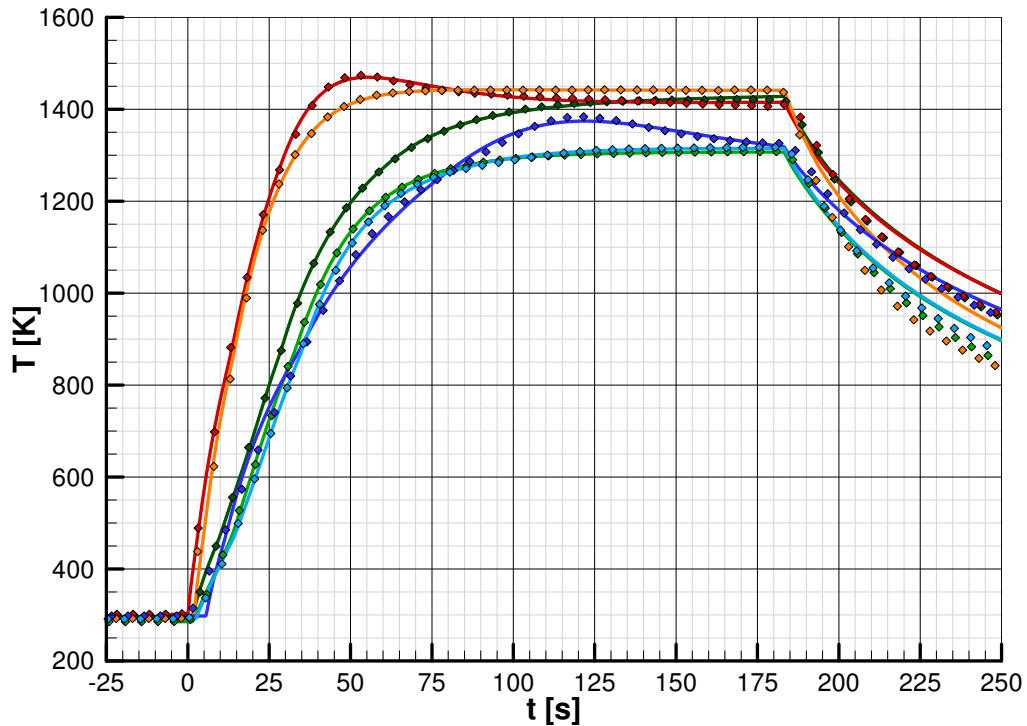
- Die Thermalwelle wird nicht durch die Adsorptionsrate und den Belegungsgrad der Oberfläche verursacht.
- 2D- oder 3D-Effekte spielen eine wichtige Rolle. Eine Vereinfachung als 1D-Betrachtung ist nicht zulässig.
- Die Veränderung der Oberflächentemperatur oder der katalytischen Reaktionen haben einen großen Einfluss auf die Strömung. Eine Modellierung des konvektiven Wärmestroms als lineare Funktion der Oberflächentemperatur ist nicht zulässig.



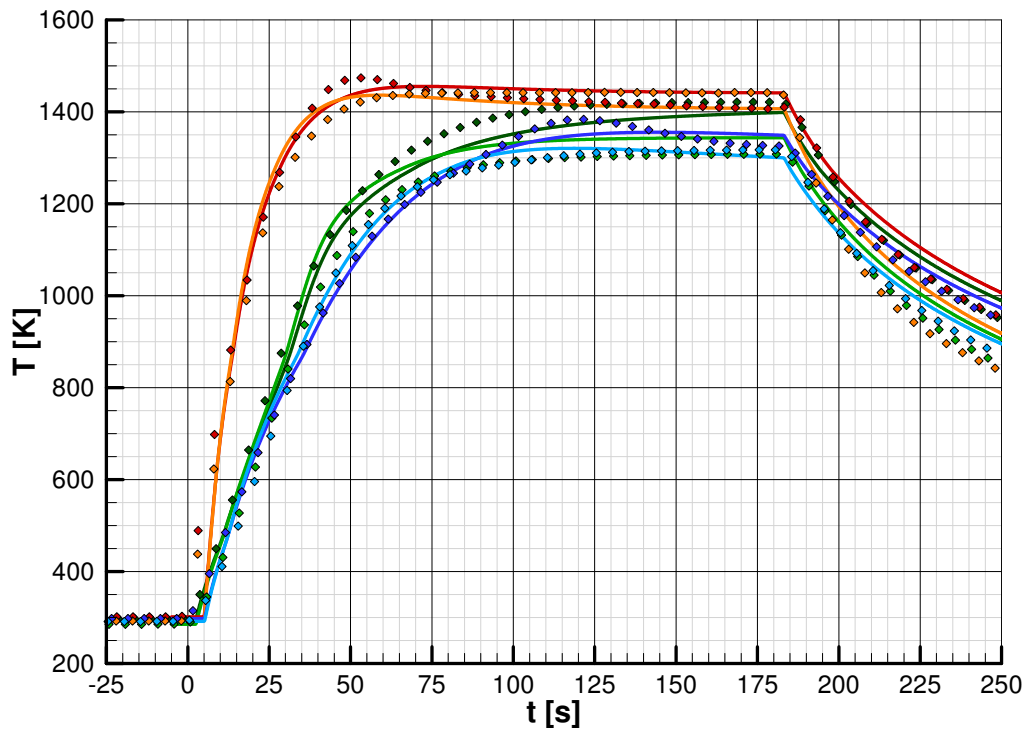
Tabelle 5.1: Parametersätze der unterschiedlichen Optimierungen

optimiert für	eben		konvex		unbeschichtet			beschichtet					
	$t_{\text{on}}$ s	$f_{\text{con}}$ $\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	$T_{\text{con}}$ K	$f_{\text{con}}$ $\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	$T_{\text{con}}$ K	$f_{\text{cat}}$ $\frac{\text{MJ}}{\text{m}^2}$	$f_{\text{ad}}$ $\frac{\sqrt{\text{K}}}{\text{s}}$	$f_{\text{re}}$ $\frac{1}{\text{s}}$	$k_{\text{re}}$ K	$f_{\text{cat}}$ $\frac{\text{MJ}}{\text{m}^2}$	$f_{\text{ad}}$ $\frac{\sqrt{\text{K}}}{\text{s}}$	$f_{\text{re}}$ $\frac{1}{\text{s}}$	$k_{\text{re}}$ K
eben, isoliert	1.29	-196.9	1889	-	-	-1.93	2.96	47.01	4449	-	-	-	-
eben, unisoliert	1.35	-35.6	4170	-	-	-7.38	0.55	0.28	1297	-	-	-	-
konvex, isoliert	-0.12	-	-	-706	1602	-14.98	0.293	0.53	4017	-	-	-	-
konvex, unisoliert	1.67	-	-	-483	1984	-9.38	0.192	0.03	1	-	-	-	-
beschichtet, isoliert	5.46	-328.8	1673	-	-	-	-	-	-	-16.16	$3 \cdot 10^{-6}$	9.949	9036
beschichtet, unisoliert	2.33	-49.3	4100	-	-	-	-	-	-	-4.64	0.580	0.879	2098
eben	2.43	-92.7	3740	-	-	-2.77	0.027	20.60	5255	-	-	-	-
konvex	4.99	-	-	-1128	1652	-6.10	0.001	25.73	10382	-	-	-	-
beschichtet	5.00	-235.0	1942	-	-	-	-	-	-	-15.53	0.006	0.126	3943
isoliert	3.49	-279.6	1789	-1277	1529	-26.93	0.174	0.043	2363	-12.60	$16 \cdot 10^{-6}$	18.449	9629
unisoliert	0.94	-34.7	3874	-239	2247	-8.07	0.594	0.183	999	-6.03	0.787	0.645	1687
alle	4.68	-185.0	2338	-1145	1642	-3.25	0.512	0.770	7	-3.48	0.005	0.765	5270

Experiment	eben	konvex	beschichtet	Simulation	eben	konvex	beschichtet
mit Isolierung	♦♦♦♦♦	♦♦♦♦♦	♦♦♦♦♦	mit Isolierung	—	—	—
ohne Isolierung	♦♦♦♦♦	♦♦♦♦♦	♦♦♦♦♦	ohne Isolierung	—	—	—



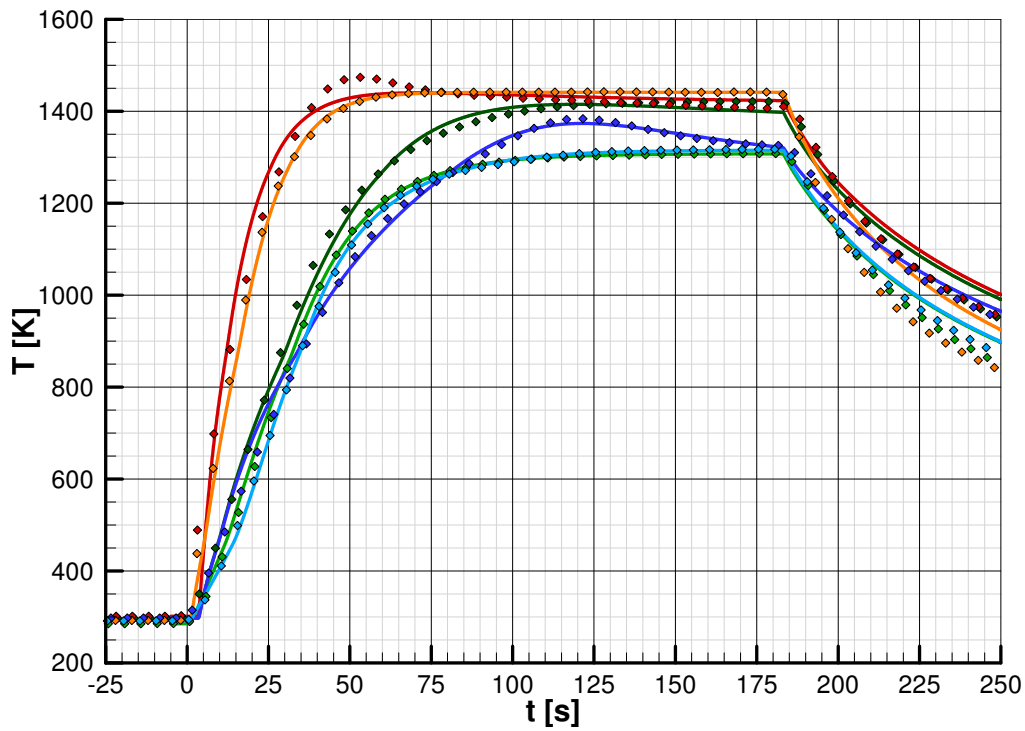
(a) Anpassung für jede der sechs Konfigurationen separat



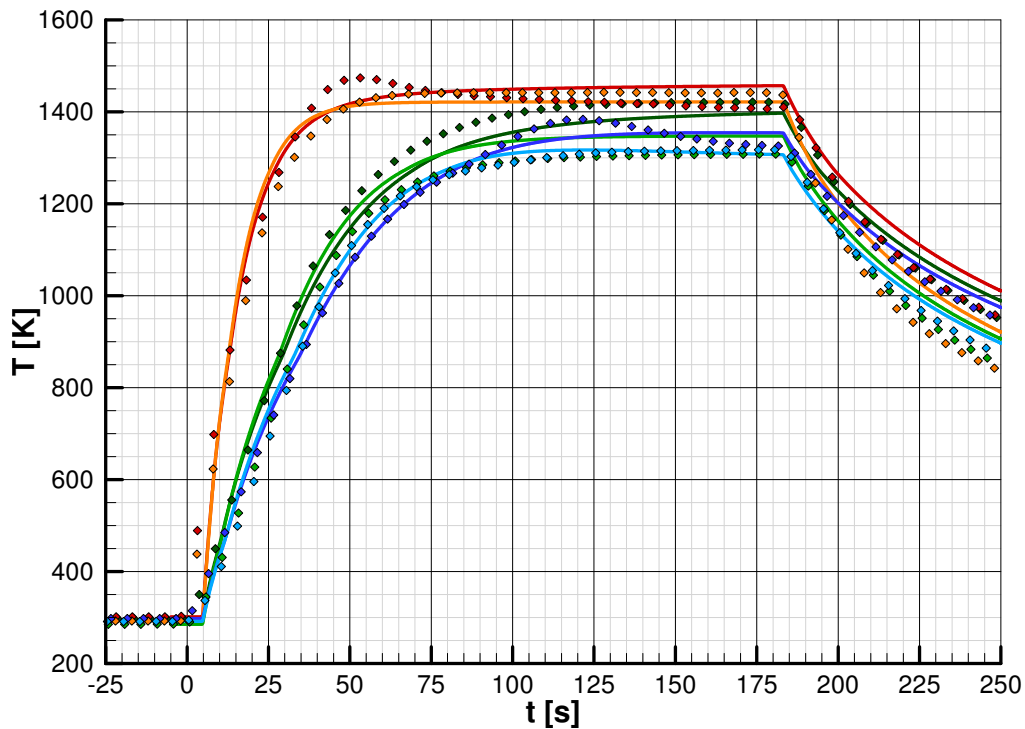
(b) Anpassung für je zwei Konfigurationen einer Platte mit und ohne Isolierung

**Abbildung 5.21:** Vergleich der gemessenen und der simulierten Temperaturverläufe verschiedener Konfigurationen bei  $\alpha = 20^\circ$  für unterschiedliche Gruppierungen zur Parameteranpassung

Experiment	eben	konvex	beschichtet	Simulation	eben	konvex	beschichtet
mit Isolierung	●●●●●	◆◆◆◆◆	▲▲▲▲▲	mit Isolierung	—	—	—
ohne Isolierung	○	◇	△	ohne Isolierung	—	—	—



(a) Anpassung für die Konfigurationen gleicher Isolierung der drei Plattenformen



(b) Anpassung für all sechs Konfigurationen gleichzeitig

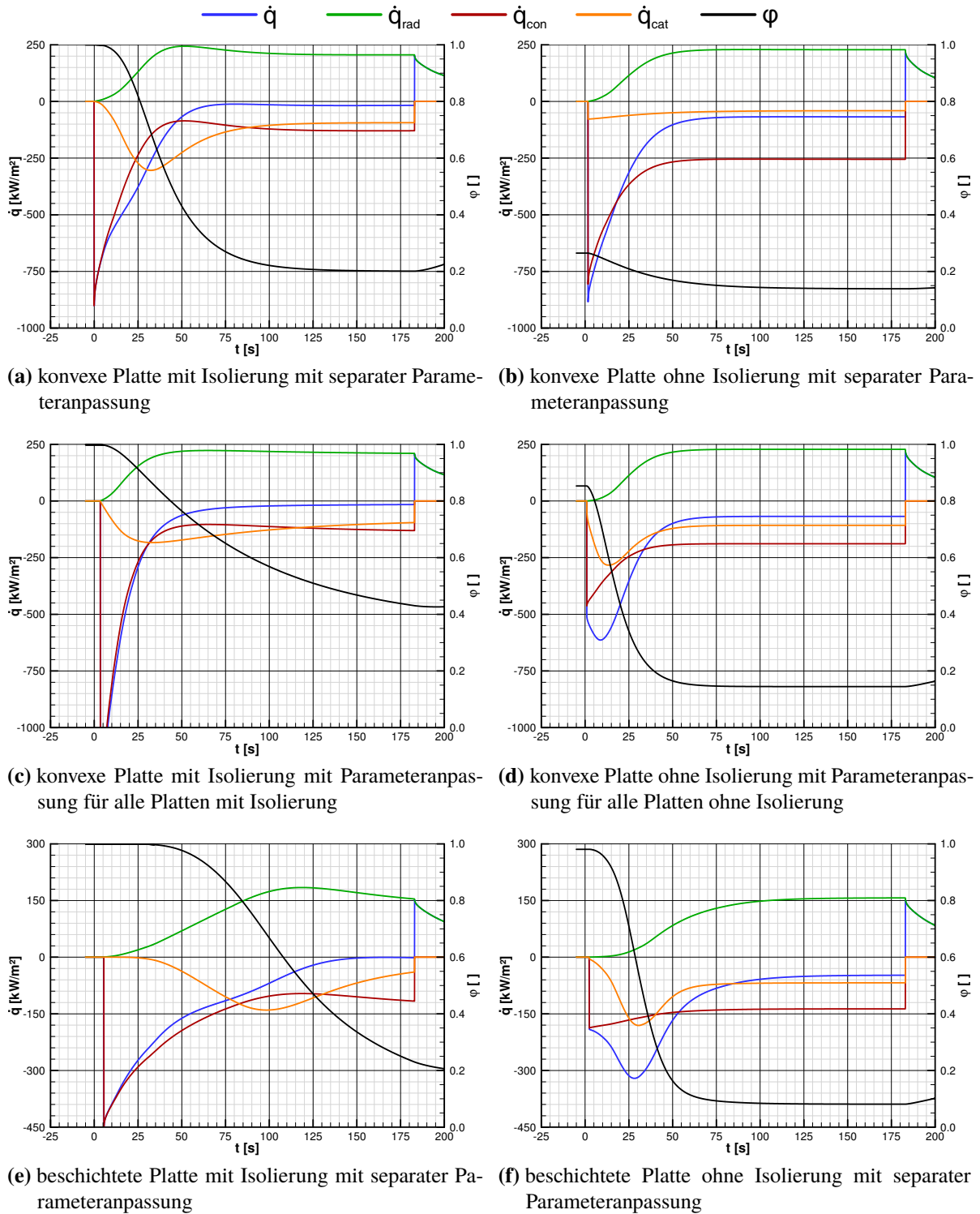
**Abbildung 5.22:** Vergleich der gemessenen und der simulierten Temperaturverläufe verschiedener Konfigurationen bei  $\alpha = 20^\circ$  für unterschiedliche Gruppierungen zur Parameteranpassung

- Die gewählten Ansätze für die Adsorptionsrate, die Reaktionsrate und den katalytischen Wärmestrom sind falsch.
- Die Materialparameter sind falsch oder die Temperaturabhängigkeit ist zu grob abgebildet.
- Die Störung durch das Thermoelement selbst darf bei der Modellierung nicht vernachlässigt werden.
- Das harte Einschalten des konvektiven und katalytischen Wärmestroms ist zu ungenau, der Einschwenkvorgang muss abgebildet werden.
- Der Wärmestrom durch Strahlung aus der Strömung, von der Düse oder vom Lichtbogen darf nicht vernachlässigt werden.
- Es spielen zusätzliche Effekte (z.B. Veränderung des Emissionsgrad) eine Rolle, die nicht abgebildet wurden.

Auch wenn die Simulationen nicht exakt die Realität widerspiegeln und die Wärmeströme eventuell eine andere Ursache haben, sollten bei guter Übereinstimmung des Materialmodells und des Temperaturverlaufs der Gesamtwärmestrom in die Platte und der radiative Wärmestrom dennoch richtig sein. In Abbildung 5.23 sind für einige Simulationen die einzelnen Wärmeströme und der Verlauf des Belegungsgrades dargestellt. Dabei weisen die Temperaturverläufe zu Abbildungen 5.23a und 5.23e einen deutlichen Überschwinger auf, der Temperaturverlauf zu Abbildung 5.23c einen leichten und die anderen keinen. Der radiative Wärmestrom hängt sicherlich nur von der aktuellen lokalen Wandtemperatur ab. Das lokale Strömungsfeld und damit der konvektive Wärmestrom kann auch von den stromauf liegenden Wandtemperaturen und den stromauf stattfindenden chemischen Reaktionen abhängen. Da der betrachtete Punkt sich jedoch am Anfang der C/C-SiC-Platte befindet und die davor befindliche Nase eine konstante Wandtemperatur aufweist, sollte die Anströmung etwa gleich bleiben und auch der konvektive Wärmestrom praktisch nur von der aktuellen lokalen Wandtemperatur abhängen. Es ist also nicht plausibel, dass diese beiden die notwendige Hysterese verursachen. Entsprechend nimmt der Betrag der Wärmestrahlung in den Fällen mit Überschwinger nach Überschreiten des Maximums wieder ab und der Betrag des konvektiven Wärmestroms nimmt zu. Beides würde zu einem erneuten Anstieg der Temperatur führen. Dies muss durch die Zunahme eines anderen Wärmestroms aus der Platte oder den Rückgang eines anderen Wärmestroms in die Platte, wie hier des katalytischen Wärmestroms, überkompensiert werden. Der katalytische Wärmestrom weist im Bereich des Überschingers eine ausgeprägte Erhöhung auf; der Belegungsgrad nimmt deutlich ab.

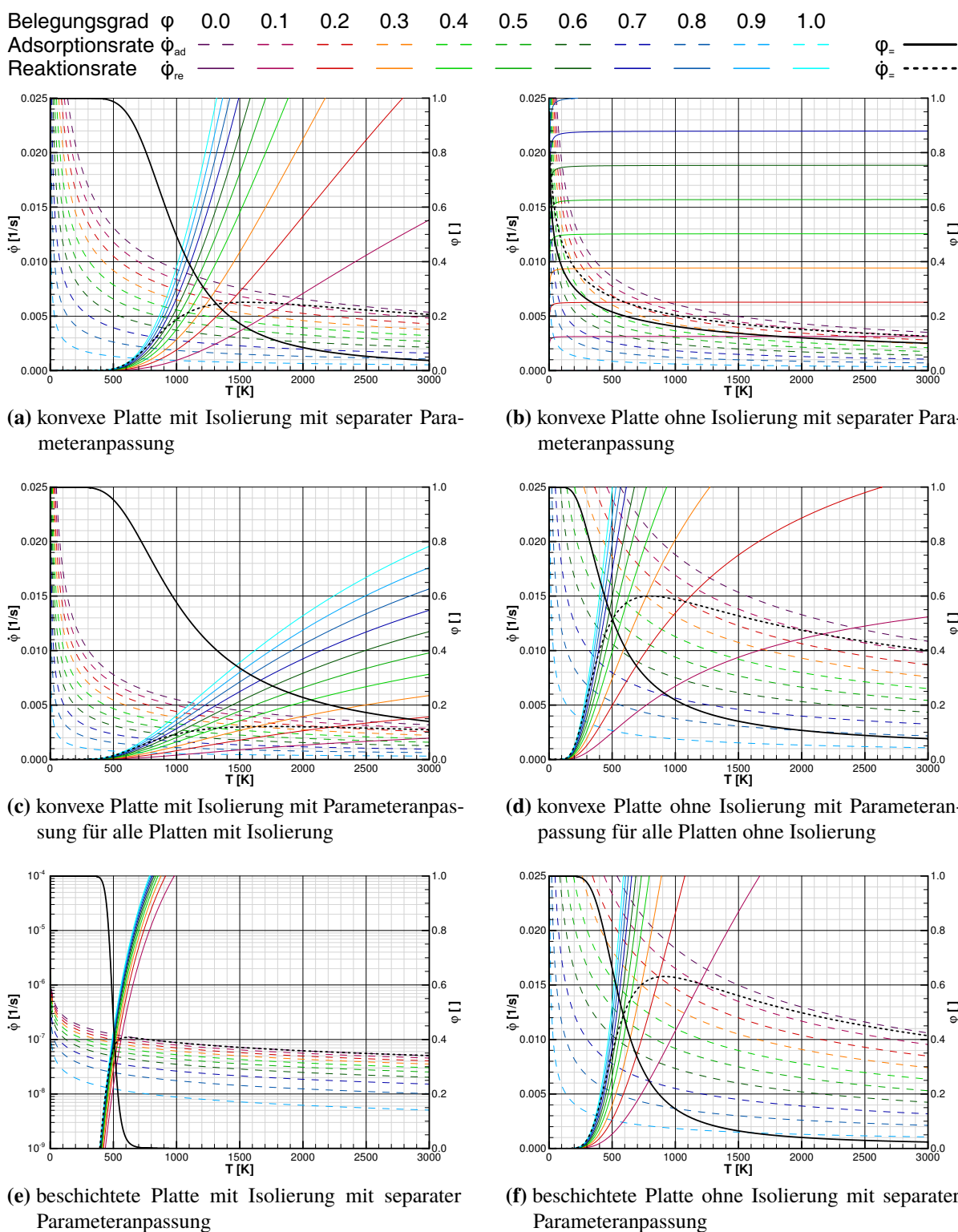
Auch in den Abbildungen 5.23d und 5.23f ist ein lokales Maximum im katalytischen Wärmestrom und ein deutlicher Rückgang des Belegungsgrads zu beobachten. Gleiches gilt für den Gesamtwärmestrom in die Platte. Trotzdem weisen die entsprechenden Temperaturverläufe und damit der radiative und der konvektive Wärmestrom keinen Überschwinger auf, da die zusätzliche Aufheizung zu einem sehr frühen Zeitpunkt stattfindet und damit vom schnellen Temperaturanstieg zu Beginn des Versuchs verdeckt wird.

Abbildung 5.24 zeigt für die gleichen Fälle die Adsorptions- und Reaktionsraten abhängig von der Wandtemperatur für verschiedene Belegungsgrade sowie eine Kurve des Belegungsgrades im Gleichgewichtszustand  $\varphi_{=}$  und die zugehörige Reaktionsrate  $\dot{\varphi}_{=}$ . Zunächst ist festzustellen, dass die Kurven in den Abbildungen 5.24b und 5.24e extrem verzerrt sind. Es lässt sich aber auch



**Abbildung 5.23:** Gesamtwärmestrom  $\dot{q}$ , radiativer Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{rad}}$ , konvektiver Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{con}}$ , katalytischer Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{cat}}$  und Belegungsgrad  $\varphi$  mit  $\alpha = 20^\circ$

hier kein allgemeingültiger Unterschied zwischen Fällen mit und ohne Thermalwelle feststellen. Prinzipiell könnte es also möglich sein, mit den gleichen Adsorptions- und Reaktionsraten beide Fälle zu reproduzieren.



**Abbildung 5.24:** Adsorptionsraten  $\dot{\phi}_{\text{ad}}$  und Reaktionsraten  $\dot{\phi}_{\text{re}}$  für verschiedene Belegungsgrade  $\varphi$  sowie der Belegungsgrad im Gleichgewicht  $\varphi_{=}$  mit  $\alpha = 20^\circ$

## 6 Zusammenfassung

### 6.1 Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Die Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung im Überschall bieten eine Grundlage für Theorie- und Modellbildung; sie ermöglichen durch eine genaue Bestimmung der Randbedingungen auch die Verifizierung von hochwertigen, gekoppelten Simulationen.

Schlierenaufnahmen und Druckdaten der reinen Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung auf der steifen Platte mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung sind wichtig für die Analyse und bilden ein Qualitätskriterium für numerische Simulationen. Die schnellen Druckmessungen zeigen breitbandige Fluktuationen; insbesondere im Bereich der Ablöseblase. Bei den Experimenten zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung werden die niedrigen Eigenmoden der elastischen Platte bereits ohne Stoßgenerator angeregt. Eine stärkere Anregung auch der höheren Eigenmoden erfolgt durch die Druckfluktuationen der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung. Zusätzlich sorgt der statische Druckverlauf für eine statische Verformung der elastischen Platte. Eine Strömung-Struktur-Wechselwirkung konnte qualitativ nachgewiesen und quantitativ vermessen werden. Strukturseitig äußert sich die Strömung-Struktur-Wechselwirkung einerseits in der genauen Form der statischen Durchbiegung und andererseits in den unterschiedlich stark angeregten Schwingungsmoden. Strömungsseitig ist die Strömung-Struktur-Wechselwirkung insbesondere an den mittleren Stoßlagen und den Fluktuationen der Stoßlagen zu beobachten. Auffällige Peaks in den Spektren der Stoßposition, des Wanddrucks und der Plattenvibration sind ein Indiz für eine weitere Wechselwirkung, die sich nicht auf eine Eigenmode der elastischen Platte zurückführen lässt.

Die dynamische Komponente der Strömung-Struktur-Wechselwirkung ist relativ klein. Mit Hilfe einer zusätzlichen Anregung der Struktur mit elektromagnetischen Wechselfeldern konnte diese deutlich verstärkt werden. Die Analyse der Daten zeigt, welche Plattenschwingungen von der Strömung gedämpft und welche angeregt werden. In der zweiten Förderperiode des SFB/TRR 40 wird eine andere Möglichkeit für kurzzeitige Strömung-Struktur-Wechselwirkungen mit großen Amplituden realisiert, die ohne die zusätzliche Schwierigkeit von elektromagnetischen Feldern auskommt (siehe Daub u. a. [14]). Dazu erzeugt ein rotierender Stoßgenerator eine schnelle Bewegung des Verdichtungsstoßes und damit eine schlagartige Belastung der elastischen Platte (siehe Daub u. a. [15]).

## 6.2 Simulationen zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Die Experimente zur mechanischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung wurden mit separaten Strömungs- und Struktursimulationen begleitet. Auch gekoppelte Strömung-Struktur-Simulationen wurden durchgeführt. Sie halfen bei der Auslegung der Experimente und der Auswertung beziehungsweise Interpretation der Messungen. So belegen die Simulationen einige Schlüsse, die aus den experimentellen Ergebnissen gezogen wurden, wie die Auswirkungen der Umströmung des Stoßgenerators. An anderer Stelle wird erst durch die Simulationen eine umfassende Interpretation der Daten möglich. So konnte der Einfluss der Eckenwirbel an der verformten Platte auf die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung genauer untersucht werden.

Die Strömung weist signifikante 3D-Effekte auf und kann nicht als 2D-Problem behandelt werden. Bei der Struktur ist insbesondere eine genaue Modellierung der Einspannung notwendig. Die Simulationen zeigen, dass eine sukzessive Verfeinerung der Modellierung der Strömung und der Struktur zu einer immer besseren Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation führen. Sie belegen auch, dass die gewählte Konfiguration hohe Anforderungen an die Modellierung stellt und somit als Testfall gut geeignet ist. Da die Strömungssimulationen als stationäre RANS-Simulationen durchgeführt wurden, ist eine Reproduktion und Untersuchung der dynamischen Effekte der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung und der Strömung-Struktur-Wechselwirkung mit diesen Rechnungen nicht möglich. Mit höherwertigen Methoden – beispielsweise Grobstruktursimulationen (LES) – ist dies dagegen möglich (siehe Pasquariello u. a. [91]).

## 6.3 Experimente zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Obwohl die Experimente zur thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung an vergleichsweise einfachen, generischen Geometrien durchgeführt wurden, traten dabei verschiedene wichtige Effekte von thermaler Strömung-Struktur-Wechselwirkung auf. Dazu gehören insbesondere Wärmeübertragung mittels Strahlung, Oberflächenkatalyse sowie die vermutlich damit verbundenen Thermalwellen. Darüber hinaus wurden wertvolle Daten für die Validierung der numerischen Werkzeuge, zum Beispiel aus dem SFB/TRR 40, gesammelt.

Ist der Hohlraum im Modell durch Isolationsmaterial gefüllt, wird die thermische Abstrahlung über die Rückseite der untersuchten Platten blockiert. Wird die Isolierung entfernt, können die Platten Wärme an die gekühlte Grundplatte des Modells abstrahlen. Dies führte zu einer deutlichen Reduzierung der Temperaturen innerhalb der Platten und auf deren Oberfläche. Der Effekt ist so stark, dass weitere Untersuchungen des Einsatzpotentials bei formstabilen Thermalschutzsystemen im Rahmen der Projekte THERMAS (integrierte THERmalManagementSysteme) und THOR (Innovative thermal management concepts for thermal protection of future space vehicles) [29] durchgeführt werden. Bei den gekrümmten Platten heizen die heißeren Bereiche über Wärmestrahlung die gegenüberliegenden kühleren Bereiche auf. Bei den konvexen Platten wird dieser Wärmestrom ebenfalls durch die Isolierung blockiert. Die



Menge der übertragenen Wärme übersteigt in den kälteren Bereichen vielfach den Betrag, den diese Bereiche wiederum über Wärmestrahlung an die gekühlte Grundplatte abstrahlen können.

Die Aufheizcharakteristik der Platten änderte sich deutlich während des ersten Versuchs. Dies liegt vermutlich an einer chemischen Reaktion der Oberfläche mit der heißen Strömung, die während des ersten Versuchs abgeschlossen ist. Weder schreitet diese Veränderung bei den folgenden Versuchen voran, noch kehrt sie sich bei einer Abkühlung der Platte wieder um. Zusätzlich wurde eine fortschreitende Veränderung der Farbe der Panele von Experiment zu Experiment festgestellt.

Bei Oberflächentemperaturen über 1400 K und ohne die Möglichkeit von Strahlungskühlung über die Rückseite weisen die zeitlichen Temperaturverläufe Überschwinger auf. Dies geht mit einer Thermalwelle einher, die über die Plattenoberfläche wandert. Eine Anti-Oxidationsschicht aus Siliciumcarbid verstärkt diesen Effekt und verschiebt ihn zu Temperaturen um 1300 K. Obwohl der Mechanismus noch nicht vollständig verstanden ist, steht er anscheinend im Zusammenhang mit der katalytischen Rekombination atomaren Sauerstoffs auf der Plattenoberfläche.

In der zweiten Förderphase des SFB/TRR 40 sind Experimente zur thermalen Strömung-Struktur-Wechselwirkung an Platten mit Thermalschutzschichten und an aktiv gekühlten Paneelen geplant. Außerdem soll die Sauerstoffrekombination sowie die Thermalwelle mittels Emissionsspektroskopie und Laser-induzierter-Fluoreszenz im Rahmen zukünftiger Projekte genauer untersucht werden.

## 6.4 Simulation der thermischen Strömung-Struktur-Wechselwirkung

Numerische Simulationen des Strömungsfeldes und gekoppelte Strömung-Struktur-Simulationen belegen die Bedeutung der Oberflächenkatalyse, der Strömung-Struktur-Wechselwirkung und der Wärmestrahlung für die korrekte Simulation heißer Strukturen in Überschallströmungen. Die stationären 2D-RANS-Simulationen unterstützen die Schlussfolgerungen, die aus den experimentellen Daten gezogen wurden. Für eine bessere quantitative Übereinstimmung mit den Experimenten sind allerdings eine bessere Modellierung der chemischen Reaktionen auf der Oberfläche, instationäre Rechnungen und – zumindest für die konkaven Platten – 3D-Simulationen notwendig.

Mit stark vereinfachten Simulationen, basierend auf der 1D-Wärmeströmungsgleichung mit modifizierten Randbedingungen, wurde ein Erklärungsansatz für die Thermalwellen untersucht. Mit den Simulationen konnten Temperaturverläufe, wie sie in den Experimenten beobachtet wurden, sehr gut reproduziert werden. Ob die Thermalwellen aber tatsächlich durch ein Wechselspiel von Adsorption, Reaktion und Belegung der Oberfläche mit Sauerstoffatomen verursacht werden oder nicht, kann an dieser Stelle nicht abschließend geklärt werden. Die Simulationen liefern sowohl Hinweise, die dafür, als auch solche, die dagegen sprechen. In jedem Fall belegen die Simulationen, dass irgendeine Form von Hysterese notwendig ist, um eine Thermalwelle zu erzeugen.



## 7 Literatur

- [1] Babinsky, H. und J. K. Harvey, Hrsg., *Shock Wave–Boundary-Layer Interactions*. Cambridge: Cambridge University Press, 2011, S. 461, ISBN: 9780511842757. DOI: 10.1017/CB09780511842757.
- [2] Böge, A. und W. Böge, Hrsg., *Handbuch Maschinenbau*, 22. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014, ISBN: 978-3-658-06597-3. DOI: 10.1007/978-3-658-06598-0.
- [3] Boin, J.-P., J.-C. Robinet, C. Corre und H. Deniau, „3D Steady and Unsteady Bifurcations in a Shock-wave/Laminar Boundary Layer Interaction: A Numerical Study“, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Bd. 20, Nr. 3, S. 163–180, 2006, ISSN: 0935-4964. DOI: 10.1007/s00162-006-0016-z.
- [4] Bookey, P., C. Wyckham und A. Smits, „Experimental Investigations of Mach 3 Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interactions“, in *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA 2005-4899, 2005, S. 1–15, ISBN: 978-1-62410-059-8. DOI: 10.2514/6.2005-4899.
- [5] Boucke, A., „Kopplungswerkzeuge für aeroelastische Simulationen“, Diss., RWTH Aachen, 2003. URL: <http://134.130.184.8/opus/volltexte/2004/856/>.
- [6] Boutier, A., G. Fertin und J. Lefevre, „Laser Velocimeter for Wind Tunnel Measurements“, *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, Bd. AES-14, Nr. 3, S. 441–455, 1978, ISSN: 0018-9251. DOI: 10.1109/TAES.1978.308606.
- [7] Bradski, G. und A. Kaehler, *OpenCV: Computer Vision with the OpenCV Library*, 1st. Sebastopol, California: O’Reilly Media, 2008, ISBN: 9780596516130.
- [8] Braun, C., „Ein modulares Verfahren für die numerische aeroelastische Analyse von Luftfahrzeugen“, Diss., RWTH Aachen, 2007. URL: <http://134.130.184.8/opus/volltexte/2008/2265/>.
- [9] Breede, F. und M. Frieß, „Development and characterisation of C / C-SiC manufactured by LSI method and effective fibre preform techniques for rocket nozzle extensions“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2011*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2011, S. 279–289.
- [10] Brown, A., R. Keanini, J. Ruf, D. Reed und M. D’Agostino, „Characterization of Side Load Phenomena Using Measurement of Fluid/Structure Interaction“, in *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, AIAA 2002-3999, Indianapolis, Indiana: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2002, S. 1–11, ISBN: 978-1-62410-115-1. DOI: 10.2514/6.2002-3999.

- [11] Cacciatore, M., M. Rutigliano und G. D. Billing, „Eley-Rideal and Langmuir-Hinshelwood Recombination Coefficients for Oxygen on Silica Surfaces“, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Bd. 13, Nr. 2, S. 195–203, 1999, ISSN: 0887-8722. DOI: 10.2514/2.6436.
- [12] Costantini, M., B. Esser und A. Gülhan, „Thermal Fluid-Structure-Interaction on a Flat-Plate Model in Hypersonic High-Enthalpy Flow“, in *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 121, 2013, S. 93–100, ISBN: 9783642356797. DOI: 10.1007/978-3-642-35680-3\_12.
- [13] Danowski, C., V. Gravemeier, U. Küttler, M. W. Gee und W. A. Wall, „A monolithic approach to thermo-structure interaction in rocket nozzles“, in *4th European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS)*, Saint Petersburg: EUCASS association, 2011.
- [14] Daub, D., S. Willems und A. Gülhan, „Experiments on the Interaction of a Fast-Moving Shock with an Elastic Panel“, *AIAA Journal*, S. 1–9, 2015, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.J054233.
- [15] Daub, D., S. Willems und A. Gülhan, „Experimental results on unsteady shock-wave/boundary-layer interaction induced by an impinging shock“, *CEAS Space Journal*, Bd. 8, Nr. 1, S. 3–12, 2016, ISSN: 1868-2502. DOI: 10.1007/s12567-015-0102-4.
- [16] Degrez, G., Hrsg., *Special Course on Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions in Supersonic and Hypersonic Flows*, AGARD-R-79. Advisory Group for Aerospace Research und Development, 1993, ISBN: ISBN-92-835-0718-5 / AD-A271730. URL: <https://www.cso.nato.int/Pubs/rdp.asp?RDP=AGARD-R-792>.
- [17] Deutschmann, O., U. Riedel und J. Warnatz, „Modelling of Surface Reactions in Hypersonic Re-entry Flow Fields“, in *2nd European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, ESA SP-367, Noordwijk: European Space Agency, 1995.
- [18] Dobeš, J., J. Fürst, H. Deconinck und J. Fořt, „Numerical Solution of Transonic and Supersonic 2D and 3D Fluid – Elastic Structure Interaction“, in *Numerical Mathematics and Advanced Applications*, Kunisch, K., G. Of und O. Steinbach, Hrsg., Berlin: Springer, 2008, S. 539–546, ISBN: 978-3-540-69777-0. DOI: 10.1007/978-3-540-69777-0\_64.
- [19] Dolling, D. S., „Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next?“, *AIAA Journal*, Bd. 39, Nr. 8, S. 1517–1531, 2001, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/2.1476.
- [20] Dowell, E. H., „Panel flutter - A review of the aeroelastic stability of plates and shells“, *AIAA Journal*, Bd. 8, Nr. 3, S. 385–399, 1970, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.5680.
- [21] Dowell, E. H., „Panel flutter“, National Aeronautics und Space Administration, Techn. Ber. June, 1972. URL: <http://hdl.handle.net/2060/19730003205>.
- [22] Dowell, E. H., „Aerodynamic Boundary Layer Effects on Flutter and Damping of Plates“, *Journal of Aircraft*, Bd. 10, Nr. 12, S. 734–738, 1973, ISSN: 0021-8669. DOI: 10.2514/3.60298.
- [23] Dowell, E. H. und K. C. Hall, „Modeling of Fluid-Structure Interaction“, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Bd. 33, Nr. 1, S. 445–490, 2001, ISSN: 0066-4189. DOI: 10.1146/annurev.fluid.33.1.445.

- 
- [24] Dupont, P., C. Haddad und J. F. Debiève, „Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer“, *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 559, S. 255–277, 2006, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112006000267.
- [25] Eisfeld, B., „Reynolds Stress Modelling for Complex Aerodynamic Flows“, in *5th European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD*, Pereira, J. C. F. und A. Sequeira, Hrsg., Lisbon, 2010, S. 1–11. URL: <http://elib.dlr.de/66525/>.
- [26] Eisfeld, B. und O. Brodersen, „Advanced Turbulence Modelling and Stress Analysis for the DLR-F6 Configuration“, in *23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA 2005-4727, Toronto, Ontario: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2005, S. 1–14. DOI: doi:10.2514/6.2005-4727.
- [27] Esch, H., *Die 0,6-m X 0,6-m-Trisonische Meßstrecke (TMK) der DFVLR in Köln-Porz (Stand 1986)*, DFVLR-Mitteilungen. Köln: Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., 1986.
- [28] Esser, B. und A. Gülhan, „Thermal Fluid-Structure Interaction in Different Atmospheres“, in *5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*, Noordwijk: ESA, 2006. URL: <http://adsabs.harvard.edu/full/2006ESASP.631E..53E>.
- [29] Esser, B., A. Gülhan, M. Kuhn u. a., „Innovative Thermal Management Concepts for Sharp Leading Edges of Hypersonic Vehicles“, in *Materials Science & Technology 2014*, Pittsburgh, 2014, S. 2–3. URL: <http://elib.dlr.de/95392/>.
- [30] Estruch, D., N. J. Lawson, D. G. MacManus, K. P. Garry und J. L. Stollery, „Measurement of shock wave unsteadiness using a high-speed schlieren system and digital image processing.“, *The Review of scientific instruments*, Bd. 79, Nr. 12, S. 126 108, 2008, ISSN: 1089-7623. DOI: 10.1063/1.3053361.
- [31] Fluent, *FLUENT 6.3 User's guide*. Lebanon, New Hampshire: Fluent Inc., 2006.
- [32] Förster, W. und M. Beversdorff, *Das Messprinzip des Laser-2-Fokus Velocimeters*, 2015. URL: [http://www.dlr.de/at/de/desktopdefault.aspx/tabid-1664/2284%7B\\_%7Dread-3729/](http://www.dlr.de/at/de/desktopdefault.aspx/tabid-1664/2284%7B_%7Dread-3729/) (besucht am 10.07.2015).
- [33] Franke, W. und T. Kunow, *Kleines Einmaleins der Baustatik*. kassel university press, 2007, ISBN: 978-3-89958-306-9.
- [34] Frühauf, H.-H., F. Infed, M. Fertig und F. Olawsky, „Thermal Loads for the Experimental Vehicle X-38“, in *4th European Symposium Aerothermodynamics for Space Applications*, ESA SP-487, Capua: European Space Agency, 2002.
- [35] Fung, Y.-C., *An introduction to the theory of aeroelasticity*. New York: Dover Publications Inc., 1993, ISBN: 0-486-67871-7.
- [36] Gaitonde, D. V., „Progress in shock wave/boundary layer interactions“, *Progress in Aerospace Sciences*, Bd. 72, S. 80–99, 2015, ISSN: 03760421. DOI: 10.1016/j.paerosci.2014.09.002.
- [37] Ganzer, U., *Gasdynamik*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1988.

- [38] Garelli, L., R. R. Paz und M. A. Storti, „Fluid–structure interaction study of the start-up of a rocket engine nozzle“, *Computers & Fluids*, Bd. 39, Nr. 7, S. 1208–1218, 2010, ISSN: 00457930. DOI: 10.1016/j.compfluid.2010.03.005.
- [39] Gerhold, T., „Overview of the hybrid RANS code TAU“, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 89, S. 81–92, 2002. DOI: 10.1007/3-540-32382-1\_5.
- [40] Gordnier, R. und M. Visbal, „Computation of three-dimensional nonlinear panel flutter“, in *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2001, S. 155–166. DOI: 10.2514/6.2001-571.
- [41] Grilli, M., L. S. Chen, S. Hickel, N. A. Adams, S. Willems und A. Gülhan, „Experimental and numerical investigation on shockwave/turbulent boundary layer interaction“, in *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA 2012-2701, New Orleans, Louisiana: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2012, S. 1–15, ISBN: 978-1-60086-933-4. DOI: 10.2514/6.2012-2701.
- [42] Grohmann, B. A., „Stabilized Space-Time Finite Elements for Transonic Aeroelasticity“, Dissertation, Universität Stuttgart, 2001, ISBN: 3826597850.
- [43] Gülhan, A., „Application of Pyrometry and IR-Thermography to High Surface Temperature Measurements“, in *Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows*, Rhode-Saint-Genève: RTO AVT Course, 1999.
- [44] Gülhan, A. und B. Esser, „Arc-Heated Facilities as a Tool to Study Aerothermodynamic Problems of Reentry Vehicles“, in *Advanced Hypersonic Test Facilities*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Lu, F. K. und D. E. Marren, Hrsg., Bd. 198, Reston, VA: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2002, Kap. 13, S. 375–403, ISBN: 978-1-56347-541-2. DOI: 10.2514/5.9781600866678.0375.0403.
- [45] Gupta, R. N., J. M. Yos, R. A. Thompson und K.-P. Lee, „A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for the 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K“, National Aeronautics und Space Administration, Techn. Ber., 1990, S. 1–86.
- [46] Hagemann, G. und M. Frey, „Shock pattern in the plume of rocket nozzles: needs for design consideration“, *Shock Waves*, Bd. 17, Nr. 6, S. 387–395, 2008, ISSN: 0938-1287. DOI: 10.1007/s00193-008-0129-y.
- [47] Hashimoto, A., T. Aoyama und Y. Nakamura, „Effects of Turbulent Boundary Layer on Panel Flutter“, *AIAA Journal*, Bd. 47, Nr. 12, S. 2785–2791, 2009, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.35786.
- [48] Haupt, M., R. Niesner und P. Horst, „Flexible software environment for the coupled aerothermodynamic-thermal-mechanical analysis of structures“, in *Proceedings of the Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, ESA SP-563, Köln: European Space Agency, 2005.
- [49] Haupt, M. C., D. S. C. Kowollik, P. Horst, R. Niesner, B. Esser und A. Gülhan, „Model Configuration for the Validation of Aerothermodynamic Thermal-mechanical Fluid-structure-interactions“, in *ASME 2012 11th Biennial Conference On Engineering Systems Design And Analysis*, Nantes, 2012.

- 
- [50] Haupt, M., R. Niesner, R. Unger und P. Horst, „Coupling Techniques for Thermal and Mechanical Fluid-Structure-Interactions in Aeronautics“, *PAMM*, Bd. 5, Nr. 1, S. 19–22, 2005, ISSN: 1617-7061. DOI: 10.1002/pamm.200510006.
- [51] Helmer, D. B., „Measurements of a three-dimensional shock-boundary layer interaction“, Dissertation, Stanford University, 2011.
- [52] Henckels, A. und P. Gruhn, „Experimental Studies of Viscous Interaction Effects in Hypersonic Inlets and Nozzle Flow Fields“, in *Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles, Final Report of the Collaborative Research Centres 253, 255 and 259*, Jacob, D., G. Sachs und S. Wagner, Hrsg., Weinheim: Wiley-VCH, 2005, S. 383–403, ISBN: 978-3-527-27735-3.
- [53] Herdrich, G., M. Fertig, W. Fischer, S. Pidan und U. Trabandt, „Catalysis of candidate TPS Materials for EXPERT – a Basis for TPS Design and Catalysis based in-flight Instrumentations“, in *5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*, ESA SP-631, Noordwijk: European Space Agency, 2006.
- [54] Hinderks, M. und R. Radespiel, „Investigation of Hypersonic Gap Flow of a Reentry Nosecap with Consideration of Fluid Structure Interaction“, in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 2006-188, Bd. 06-1111, Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2006, ISBN: 978-1-62410-039-0. DOI: 10.2514/6.2006-188.
- [55] Hirschel, E. H. und C. Weiland, „Design of hypersonic flight vehicles: some lessons from the past and future challenges“, *CEAS Space Journal*, Bd. 1, Nr. 1-4, S. 3–22, 2011, ISSN: 1868-2502. DOI: 10.1007/s12567-010-0004-4.
- [56] Höhne, M. und C. Wisspeintner, „Measurement deviation depending on tilt at different distances for sensor CS5“, *Persönliche Kommunikation*, 2015.
- [57] Hosters, N., M. Klaus, G. Schieffer, M. Behr und H.-G. Reimerdes, „Towards aero-thermoelastic simulations of supersonic flow through nozzles“, *Progress in Propulsion Physics*, Bd. 4, S. 637–654, 2013. DOI: 10.1051/eucass/201304637.
- [58] Hou, G., J. Wang und A. Layton, „Numerical methods for fluid-structure interaction - A review“, *Communications in Computational Physics*, Bd. 12, Nr. 2, S. 337–377, 2012, ISSN: 18152406. DOI: 10.4208/cicp.291210.290411s.
- [59] Houbolt, J. C., „A Study of Several Aerothermoelastic Problems of Aircraft Structures in High-Speed Flight“, Dissertation, ETH Zürich, 1958.
- [60] Humble, R. A., G. E. Elsinga, F. Scarano und B. W. van Oudheusden, „Three-dimensional instantaneous structure of a shock wave/turbulent boundary layer interaction“, *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 622, S. 33, 2009, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112008005090.
- [61] Hurka, J., „Numerische Untersuchung zur Aerolastik dünner Platten“, Diss., RWTH Aachen, 2002.
- [62] Inger, G. R. und P. a. Gnoffo, „Analytical and Computational Study of Wall Temperature Jumps in Supersonic Flow“, *AIAA Journal*, Bd. 39, Nr. 1, S. 79–87, 2001, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/2.1273.

- [63] Jammalamadaka, A., Z. Li und F. Jaber, „Numerical investigations of shock wave interactions with a supersonic turbulent boundary layer“, *Physics of Fluids*, Bd. 26, Nr. 5, S. 1–31, 2014, ISSN: 10897666. DOI: 10.1063/1.4873495.
- [64] Jeong, J. und F. Hussain, „On the identification of a vortex“, *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 285, Nr. -1, S. 69–94, 1995, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112095000462.
- [65] Johnson, S. G., *The NLOpt nonlinear-optimization package*, 2013. URL: <http://ab-initio.mit.edu/nlopt> (besucht am 30.03.2015).
- [66] Kaelo, P. und M. M. Ali, „Some Variants of the Controlled Random Search Algorithm for Global Optimization“, *Journal of Optimization Theory and Applications*, Bd. 130, Nr. 2, S. 253–264, 2006, ISSN: 0022-3239. DOI: 10.1007/s10957-006-9101-0.
- [67] Knight, D., H. Yana, A. G. Panaras und A. Zheltovodov, „Advances in CFD prediction of shockwave turbulent boundary layer interactions“, *Progress in Aerospace Sciences*, Bd. 39, S. 121–184, 2003.
- [68] Koschel, W., „Flight 157- Ariane 5 ECA: Report of the Inquiry Board“, European Space Agency, Techn. Ber., 2003.
- [69] Kroyer, R., „FSI analysis in supersonic fluid flow“, *Computers & Structures*, Bd. 81, Nr. 8-11, S. 755–764, 2003, ISSN: 00457949. DOI: 10.1016/S0045-7949(02)00423-6.
- [70] Kuhn, M., B. Esser, M. Dalenbring und L. Cavagna, „Experimental and Numerical Study of CMC Leading Edges in Hypersonic Flows“, in *7th European Symposium on Aerothermodynamics*, Bd. 2011, Brugge: European Space Agency, 2011.
- [71] Kuhn, M., H. Hald, A. Gülhan, B. Esser und H. Olivier, „Experimental Investigations of Transpiration Cooled CMC’s in Supersonic Plasma Flows“, in *5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*, Noordwijk, 2006, S. 17–19.
- [72] Lakoba, T. I., *Math 337: Numerical Differential Equations*, 2014. URL: <http://www.cems.uvm.edu/~7B~%7Dtlakoba/math337>.
- [73] Liepmann, H. W. und A. Roshko, *Elements of Gasdynamics*, Galcit Aeronautical Series. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1957.
- [74] Longo, J. M. A., K. Hannemann und V. Hannemann, „The Challenge of Modeling High Speed Flows“, in *Proceedings of the EUROSIM 2007*, Ljubljana, 2007, ISBN: 978-3-901608-32-2. URL: <http://elib.dlr.de/53288/>.
- [75] Loving, D. L. und S. Katzoff, „The Fluorescent-Oil Film Method and Other Techniques for Boundary-Layer Flow Visualization“, National Aeronautics und Space Administration, Techn. Ber., 1959.
- [76] Lüdeke, H. und J. B. Calvo, „A Fluid Structure Coupling of the Ariane-5 During Start Phase by DES“, in *6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, Versailles: ESA, 2008.
- [77] Lüdeke, H. und J. B. Calvo, „A fluid structure coupling of the Ariane-5 nozzle section during start phase by detached eddy simulation“, *CEAS Space Journal*, Bd. 1, Nr. 1-4, S. 33–44, 2011, ISSN: 1868-2502. DOI: 10.1007/s12567-010-0002-6.



- 
- [78] Lüdeke, H., J. B. Calvo und A. Filimon, „Fluid Structure Interaction at the ARIANE-5 Nozzle section by Advanced Turbulence Models“, in *European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD*, Wesseling, P., E. Onate und J. Périaux, Hrsg., Delft: TU Delft, 2006, S. 1–16. URL: <http://proceedings.fyper.com/eccomascfd2006/documents/106.pdf>.
- [79] Mack, A., R. Schäfer, A. Gülhan und B. Esser, „Flowfield Topology Changes due to Fluid-Structure Interaction in Hypersonic Flow using ANSYS and TAU“, in *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IV*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Breitsamter, C., B. Laschka, H.-J. Heinemann und R. Hilbig, Hrsg., Bd. 87, Springer Berlin Heidelberg, 2004, S. 196–203, ISBN: 978-3-642-53546-8. DOI: 10.1007/978-3-540-39604-8\_25.
- [80] Maestrello, L. und T. L. J. Linden, „Measurements of the response of a panel excited by shock boundary-layer interaction“, *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 16, Nr. 3, S. 385–391, 1971, ISSN: 0022460X. DOI: 10.1016/0022-460X(71)90594-3.
- [81] McNamara, J. J., P. P. Friedmann, K. G. Powell, B. J. Thuruthimattam und R. E. Bartels, „Aeroelastic and Aerothermoelastic Vehicle Behavior in Hypersonic Flow“, in *AIAA 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*, AIAA 2005-3305, Capua: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2005, S. 1–48, ISBN: 978-1-62410-068-0. DOI: 10.2514/6.2005-3305.
- [82] Mei, C., K. Abdel-Motagaly und R. Chen, „Review of Nonlinear Panel Flutter at Supersonic and Hypersonic Speeds“, *Applied Mechanics Reviews*, Bd. 52, Nr. 10, S. 321, 1999, ISSN: 00036900. DOI: 10.1115/1.3098919.
- [83] Millikan, R. C. und D. R. White, „Systematics of Vibrational Relaxation“, *The Journal of Chemical Physics*, Bd. 39, Nr. 12, S. 3209, 1963, ISSN: 00219606. DOI: 10.1063/1.1734182.
- [84] Neumann, J., J. Nitzsche und R. Voß, „Aeroelastic Analysis by Coupled Non-Linear Time Domain Simulation“, *NATO RTO Applied Vehicle Technology Panel*, Bd. 154, Nr. 24, S. 1–21, 2008. URL: <http://elib.dlr.de/54476/>.
- [85] Nichols, J. J., „Saturn V, S-IVB Panel Flutter Qualification Test“, George C. Marshall Space Flight Center, Marshall, Ala, Techn. Ber., 1969. URL: <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19690029423.pdf>.
- [86] Nissen, V., *Einführung in Evolutionäre Algorithmen*. Vieweg+Teubner Verlag, 1997, ISBN: 978-3-528-05499-1. DOI: 10.1007/978-3-322-93861-9.
- [87] Palmer, G. E., W. D. Henline, D. R. Olynick und F. S. Milos, „High-Fidelity Thermal Protection System Sizing of Reusable Launch Vehicle“, *Journal of Spacecraft and Rockets*, Bd. 34, Nr. 5, S. 577–583, 1997, ISSN: 0022-4650. DOI: 10.2514/2.3261.
- [88] Panerai, F. und O. Chazot, „Plasma Wind Tunnel Testing as Support to the Design of Gas-Surface Interaction In-Flight Experiments“, in *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, AIAA 2011-2276, San Francisco: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2011.
- [89] Papula, L., *Mathematische Formelsammlung: Für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, 8. Aufl. Vieweg, 2003, ISBN: 978-3-528-74442-1.

- [90] Pasquariello, V., M. Grilli, S. Hickel und N. a. Adams, „Large-eddy simulation of passive shock-wave/boundary-layer interaction control“, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Bd. 49, S. 116–127, 2014, ISSN: 0142727X. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.04.005.
- [91] Pasquariello, V., S. Hickel, N. A. Adams, G. Hammerl, W. A. Wall, D. Daub, S. Willems und A. Gülhan, „Coupled simulation of shock-wave/turbulent boundary-layer interaction over a flexible panel“, in *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*, Kraków: EUCASS association, 2015, S. 1–15.
- [92] Pidan, S., M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, T. Laux und U. Trabant, „Catalytic behaviour of Candidate Thermal Protection Materials“, in *5th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, ESA SP-563, Cologne, 2005.
- [93] Piperno, S., „Explicit/Implicit Fluid/Structure Staggered Procedures with a Structural Predictor and Fluid Subcycling for 2D Inviscid Aeroelastic Simulations“, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Bd. 25, Nr. March 1996, S. 1207–1226, 1997, ISSN: 0271-2091. DOI: 10.1002/(SICI)1097-0363(19971130)25:10<1207::AID-FLD616>3.0.CO;2-R.
- [94] Pirozzoli, S. und F. Grasso, „Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at  $M=2.25$ “, *Physics of Fluids*, Bd. 18, Nr. 6, S. 1–17, 2006, ISSN: 10706631. DOI: 10.1063/1.2216989.
- [95] Powell, M. J. D., „Direct search algorithms for optimization calculations“, *Acta Numerica*, Bd. 7, S. 287–336, 1998, ISSN: 0962-4929. DOI: 10.1017/S0962492900002841.
- [96] Pozefsky, P., „Identifying sonic fatigue prone structures on a hypersonic Transatmospheric Vehicle (ATV)“, in *12th Aeroacoustic Conference*, AIAA 89-1103, San Antonio, Texas: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 1989. DOI: 10.2514/6.1989-1103.
- [97] Recktenwald, G. W., *Finite-Difference Approximations to the Heat Equation*, Portland, Oregon, 2011. URL: <http://www.nada.kth.se/%7B~%7Djjaalap/numme/FDheat.pdf>.
- [98] Recktenwald, G. W., *Alternative Boundary Condition Implementations for Crank Nicolson Solution to the Heat Equation*, 2014. URL: <http://web.cecs.pdx.edu/%7B~%7Dgerry/class/ME448/notes/>.
- [99] Reimann, B., I. Johnston und V. Hannemann, „DLR  $\tau$ -Code for High Enthalpy Flows“, in *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IV*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Breitsamter, C., B. Laschka, H.-J. Heinemann und R. Hilbig, Hrsg., Bd. 87, Springer Berlin Heidelberg, 2004, S. 99–106, ISBN: 978-3-642-53546-8. DOI: 10.1007/978-3-540-39604-8\_13.
- [100] Riedel, E. und H.-J. Meyer, *Allgemeine und Anorganische Chemie*, 11. Aufl. De Gruyter, 2013, ISBN: 978-3110269192. arXiv: arXiv:1011.1669v3.
- [101] Schäfer, R., A. Mack, B. Esser und A. Gülhan, „Fluid-structure interaction on a generic model of a reentry vehicle nose cap“, in *5th Congress on Thermal Stresses and related topics*, Blacksburg, Virginia: Virginia Polytechnic Institute und State University, 2003. URL: <http://elib.dlr.de/15094/>.

- 
- [102] Schäfer, R., „Thermisch-mechanisches Verhalten heißer Strukturen in der Wechselwirkung mit einem umströmenden Fluid“, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Köln, Techn. Ber., 2005. URL: <http://d-nb.info/975368532>.
- [103] Schodl, R., „Development of the laser two-focus method for non-intrusive measurement of flow vectors particularly in turbomachines“, European Space Agency, Paris (France), Dissertation, 1979.
- [104] Schwamborn, D., T. Gerhold und R. Heinrich, „The DLR TAU-code: Recent applications in research and industry“, in *European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD*, Wesseling, P., E. Onate und J. Périaux, Hrsg., Delft: Citeseer, 2006, S. 5–8. URL: <http://repository.tudelft.nl/view/conferencepapers/uuid:59162917-d24d-4f11-955f-feaeaa21e2c1/>.
- [105] Shishaeva, A. und V. V. Vedeneev, „Evolution of Nonlinear Panel Flutter Oscillations“, *Visualization of Mechanical Processes: An International Online Journal*, Bd. 3, Nr. 1, 2013. DOI: 10.1615/VisMechProc.2014011122.
- [106] Silverman, B. W., *Density estimation for statistics and data analysis*. London: Chapman & Hall, 1986, ISBN: 978-0412246203. URL: <http://scholar.google.com/scholar?hl=en%7B%5C%7DbtnG=Search%7B%5C%7Dq=intitle:Density+Estimation+for+Statistics+and+Data+Analysis%7B%5C%7D0>.
- [107] Stewart, D. A., „Surface Catalytic Efficiency of Advanced Carbon Carbon Candidate Thermal Protection Materials for SSTO Vehicles“, Ames Research Center, Moffett Field, California, Techn. Ber. February, 1996.
- [108] Stewart, D. A., J. V. Rakich und M. J. Lanfranco, „Catalytic surface effects experiment on the Space Shuttle“, in *16th Thermophysics Conference*, Palo Alto, California: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 1981, ISBN: 0915928663. DOI: 10.2514/6.1981-1143.
- [109] Storti, M. A., N. M. Nigro, R. R. Paz und L. D. Dalcín, „Strong coupling strategy for fluid-structure interaction problems in supersonic regime via fixed point iteration“, *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 320, S. 859–877, 2009, ISSN: 0022460X. DOI: 10.1016/j.jsv.2008.09.028.
- [110] Thoemel, J., J. J. Lekkien und O. Chazot, „A Multiscale Approach for Building a Mechanism Based Catalysis Model for High Enthalpy Carbon Dioxide Flow“, in *39th AIAA Thermophysics Conference*, AIAA 2007-4399, Miami, Florida: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2007, S. 1–15. DOI: doi:10.2514/6.2007-4399.
- [111] Toubert, E. und N. D. Sandham, „Large-eddy simulation of low-frequency unsteadiness in a turbulent shock-induced separation bubble“, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Bd. 23, Nr. 2, S. 79–107, 2009, ISSN: 09354964. DOI: 10.1007/s00162-009-0103-z.
- [112] Toubert, E. und N. D. Sandham, „Low-order stochastic modelling of low-frequency motions in reflected shock-wave/boundary-layer interactions“, *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 671, S. 417–465, 2011, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112010005811.

- [113] Udrescu, R., „Effects of oscillating shock waves on the dynamics of fluttering panels“, in *42nd AIAA/ASME/ASCE/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, AIAA 2001-1669, Seattle, Washington: American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2001. DOI: 10.2514/6.2001-1669.
- [114] Vedeneev, V. V., „Instability of an Unbounded Elastic Plate in a Gas Flow“, *Fluid Dynamics*, Bd. 39, Nr. 4, S. 526–533, 2004, ISSN: 0015-4628. DOI: 10.1023/B:FLUI.0000045667.31389.bf.
- [115] Vedeneev, V. V., „Flutter of a Wide Strip Plate in a Supersonic Gas Flow“, *Fluid Dynamics*, Bd. 40, Nr. 5, S. 805–817, 2005, ISSN: 0015-4628. DOI: 10.1007/s10697-005-0118-0.
- [116] Vedeneev, V. V., „Coupled-mode flutter of an elastic plate in a gas flow with a boundary layer“, *Proceedings of the Steklov Institute of Mathematics*, Bd. 281, Nr. 1, S. 140–152, 2013, ISSN: 0081-5438. DOI: 10.1134/S0081543813040123.
- [117] Vedeneev, V. V., „Limit oscillatory cycles in the single mode flutter of a plate“, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, Bd. 77, Nr. 3, S. 257–267, 2013, ISSN: 00218928. DOI: 10.1016/j.jappmathmech.2013.09.001.
- [118] Vedeneev, V. V., S. V. Guvernyuk und M. E. Kolotnikov, „Experimental observation of single mode panel flutter in a supersonic gas flow“, in *7th EUROMECH Solid Mechanics Conference*, J. Ambrosio, Hrsg., Lisbon, 2009.
- [119] Vedeneev, V. V., S. V. Guvernyuk, A. F. Zubkov und M. E. Kolotnikov, „Experimental observation of single mode panel flutter in supersonic gas flow“, *Journal of Fluids and Structures*, Bd. 26, Nr. 5, S. 764–779, 2010, ISSN: 08899746. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2010.04.004.
- [120] Vedeneev, V. V., A. Shishaeva, K. Kuznetsov und A. Aksenov, „Nonlinear Multi-Modal Panel Flutter Oscillations at Low Supersonic Speeds“, in *Proceedings of the ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM2014-21659, Chicago, Illinois: ASME, 2014, ISBN: 978-0-7918-4622-3. DOI: 10.1115/FEDSM2014-21659.
- [121] Visbal, M., „Viscous and inviscid interactions of an oblique shock with a flexible panel“, *Journal of Fluids and Structures*, Bd. 48, S. 27–45, 2014, ISSN: 08899746. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.02.003.
- [122] Visbal, M., „On the interaction of an oblique shock with a flexible panel“, *Journal of Fluids and Structures*, Bd. 30, S. 219–225, 2012, ISSN: 08899746. DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2012.02.002.
- [123] Wall, W. A., „Fluid-Struktur-Interaktion mit stabilisierten Finiten Elementen“, Dissertation, Universität Stuttgart, 1999, S. 1–248. URL: <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2000/623/>.
- [124] Wenbo, M., H. Fei, Z. Liang und C. Xiaoli, „Surface Recombination Effects on Surface Friction of Reentry Vehicles“, *Procedia Engineering*, Bd. 99, S. 607–612, 2015, ISSN: 18777058. DOI: 10.1016/j.proeng.2014.12.578.

- 
- [125] Willems, S., B. Esser und A. Gülhan, „Designing an experimental set-up for research into supersonic flow-structure interaction“, in *SFB/TRR40 Annual Report 2009*, Adams, N. A., R. Radespiel, T. Sattelmayer, W. Schröder und B. Weigand, Hrsg., Garching bei München: Lehrstuhl für Aerodynamik, TUM, 2009, S. 297–306.
- [126] Zhang, W.-W., Z.-Y. Ye, C.-A. Zhang und F. Liu, „Supersonic Flutter Analysis Based on a Local Piston Theory“, *AIAA Journal*, Bd. 47, Nr. 10, S. 2321–2328, 2009, ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/1.37750.
- [127] Zhuang, J. R., K. Werner und E.-U. Schlünder, „Study of the analytical solution to the heat transfer problem and surface temperature in a semi-infinite body with a constant heat flux at the surface and an initial temperature distribution“, *Heat and Mass Transfer*, Bd. 30, S. 183–186, 1995, ISSN: 0947-7411. DOI: 10.1007/BF01476528.